



TITLE:

植生キャノピーを有する開水路流れの組織乱流構造と物質輸送メカニズムに関する基礎的研究(Dissertation\_全文)

AUTHOR(S):

岡本, 隆明

---

CITATION:

岡本, 隆明. 植生キャノピーを有する開水路流れの組織乱流構造と物質輸送メカニズムに関する基礎的研究. 京都大学, 2010, 博士(工学)

ISSUE DATE:

2010-09-24

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k15645>

RIGHT:

植生キャノピーを有する開水路流れの組織乱流構造と  
物質輸送メカニズムに関する基礎的研究

2010 年 9 月

岡本 隆明

植生キャノピーを有する開水路流れの組織乱流構造と  
物質輸送メカニズムに関する基礎的研究

2010 年 9 月

岡本 隆明

# 目次

第1章	序論	1
1.1	研究の背景および目的	1
1.2	本論文の構成	2
1.3	乱流解析手法について	3
	参考文献	
第2章	剛体植生流れの乱流構造と大規模組織渦構造	7
2.1	概説	7
2.2	理論的考察	8
2.3	実験システム	11
2.3.1	実験装置	11
2.3.2	実験ケース	12
2.3.3	PIV解析	13
2.4	平均流構造	14
2.4.1	主流速の横断分布（植生密度との関係）	14
2.4.2	空間平均した主流速鉛直分布	15
2.4.3	対数則分布との比較	16
2.5	乱れ構造	18
2.5.1	乱れ強度分布	18
2.5.2	レイノルズ応力分布	19
2.5.3	4象限区分解析とスキューネス分布	20
2.5.4	スペクトル特性	22
2.5.4	乱れエネルギー方程式(TKE)収支特性	23
2.5.5	時空間相関特性と長さスケール	25
2.6	PIVによる組織乱流構造の画像解析	28
2.6.1	流れ場の領域区分	28
2.6.2	かぶり水深効果の検討	29
2.6.3	混合層型流速分布との比較	31
2.6.4	組織渦構造の画像解析	32
2.6.5	組織渦の長さスケール	34
2.7	結語	35
	参考文献	
第3章	柔軟植生流れの藻波の発生メカニズムの解明	41
3.1	概説	41



3.2	実験システム	42
3.2.1	実験装置	42
3.2.2	実験ケースと植生の揺動状態区分	44
3.3	剛体植生と柔軟植生の比較	46
3.3.1	主流速分布の比較	46
3.3.2	レイノルズ応力分布の比較	46
3.3.3	領域厚さの比較	48
3.4	柔軟植生の大規模渦構造と藻波現象	48
3.4.1	組織渦と柔軟植生の揺動	48
3.4.2	組織渦の長さスケールと移流速度の比較	49
3.4.3	組織渦の周期特性	51
3.5	柔軟植生の揺動特性	52
3.5.1	植生の揺動スペクトル解析	52
3.5.2	植生運動の時系列解析	54
3.5.3	植生の先端位置による位相解析	55
3.6	植生の揺動—流速相関特性	58
3.7	Wavelet解析による低周波運動の抽出	60
3.8	結語	62
	参考文献	
第4章	柔軟植生流れの揺動状態の判定と流れ抵抗特性	67
4.1	概説	67
4.2	柔軟植生の揺動状態について	68
4.2.1	柔軟植生の揺動状態区分	68
4.2.2	柔軟植生の揺動の支配パラメーター	69
4.2.3	植生の変形と抵抗則	70
4.3	実験システム	71
4.4	植生密度が藻波現象に及ぼす影響に関する実験的検討	73
4.4.1	平均流構造	73
4.4.2	運動量輸送構造について	75
4.4.3	組織渦の浸透厚さ	76
4.4.4	植生の揺動状態の植生密度変化	78
4.4.5	瞬間流速場のZone分け	79
4.4.6	組織渦の長さスケールの植生密度変化	81
4.5	植生の揺動状態の判定と流れの抵抗特性	83
4.5.1	柔軟植生の揺動状態の判定	83
4.5.2	柔軟植生の流れ抵抗特性	84

4.6	植生の揺動効果に関する考察	86
4.6.1	揺動効果と大規模渦構造	86
4.6.2	スペクトル解析による藻波現象の判定	87
4.7	結言	89
	参考文献	
第5章	LIF計測による植生流れの物質輸送メカニズムの解明	95
5.1	概説	95
5.2	実験システム	96
5.3	LIF計測の概要	98
5.3.1	特徴と基本原理	98
5.3.2	蛍光染料について	100
5.3.2	濃度のキャリブレーション	100
5.4	仮想粒子法による物質輸送メカニズムの予測	101
5.4.1	流れ場の基本統計量	101
5.4.2	仮想粒子法	102
5.4.3	計算結果	103
5.5	剛体植生流れの領域区分と濃度統計量	104
5.5.1	時間平均濃度コンター	104
5.5.2	最大濃度の流下方向減衰	106
5.5.3	ジェット流の濃度統計量との比較	107
5.5.4	濃度統計量の乱れ特性	110
5.6	柔軟植生と剛体植生の乱流拡散特性の比較	112
5.6.1	濃度統計量の時間平均特性の比較	112
5.6.2	濃度統計量の乱れ特性の比較	115
5.7	速度－スカラー結合統計量	116
5.7.1	植生流れの瞬間流速・瞬間濃度場	116
5.7.2	条件サンプリング解析	119
5.7.3	速度・スカラー場の結合統計量	119
5.7.4	物質輸送フラックスの条件付解析	121
5.7.5	スペクトル解析	124
5.8	結言	125
	参考文献	
第6章	植生流れの3次元構造のLES数値解析	131
6.1	概説	131
6.2	基礎方程式と計算方法	132
6.2.1	流れ場と計算領域	132

6.2.2	基礎方程式	133
6.3	植生流れの基本統計量	135
6.3.1	主流速分布の比較	135
6.3.2	植生による流速分散効果の検討	136
6.3.3	レイノルズ応力の4象限区分解析	137
6.3.4	乱れエネルギー方程式(TKE)の収支	138
6.3.5	瞬間流速ベクトル	139
6.3.6	流速—圧力相関解析	140
6.4	植生流れの濃度統計量	141
6.4.1	時間平均濃度特性	141
6.4.2	濃度変動強度特性	144
6.5	植生流れの3次元構造と物質輸送	145
6.6	結言	146
	参考文献	
第7章	結論	152

付録 本論文に関連のある査読付論文

謝辞

# 第 1 章

## 序論

## 1.1 研究の背景および目的

実河川には多種多様な植生が繁茂し、水生生物の生息域を形成している。これらの植生は淀川の葦原の焼却などにみられるように河積の減少、粗度の増加等流水の阻害を招くため、洪水時の安全への配慮から撤去されることが多かった。しかし近年では河川法が平成9年に改正され「環境」の条項がもりこまれるなど水域環境への関心が高まるとともに、河川の治水・利水の両機能に加えて、親水機能が重要視されるようになってきている。その一環として各地で水生生物が住みやすい河川づくりが進められている。河川植生帯も治水面のマイナス面だけではなく、植生の有する浄化機能や侵食防止機能などプラス面が注目されるようになり、河川の管理を行っていく上で洪水疎通の障害とならないような植生群落は積極的に保持、利用していくことが求められている。このような周辺環境への配慮から河道内に残された植生が防災上流れに対してどのような効果を招くかを知り、対策を講じることが河川工学上重要である。

河川植生は水が流れることに対してどのような影響があるのかという水理学的観点でみると、第1に植生は河道内に群落として存在し、流れを著しく遮断することが挙げられる。これまでの多くの河川植生研究は抵抗則に焦点をあて、流れ抵抗を支配するパラメーターについて検討してきた。また植生抵抗によって流速が低減することから、河床の局所洗掘は防止されると考えられる。実際に熱帯地域では、マングローブやヤシの木が海岸の浸食を防止する上で役立っていることが報告されている。

一方で、植生流れでは植生内部と外部で流速差が生まれ、植生先端部でせん断不安定性によって大規模組織渦が発達することが知られている。組織渦は *sweep* や *ejection* に代表される組織乱流を伴い、これらが浮遊土砂の乱流拡散や局所的な堆積など河床変動を促進すると考えられている。また足尾銅山、日立鉱山の鉱毒事件にみられるような河川中に汚染物質が混入したケースでは、植生帯によって流れ場の拡散係数が大きくなり、河川植生による水質浄化作用が期待される。

しかしながら、組織渦が運動量・スカラー交換に与える影響については既往研究で盛んに行われた時間平均場に比べると解明が進んでいないのが現状である。このため河川工学分野だけではなく、気象学分野の大気植生研究や機械工学分野の知見を取り入れて、大規模組織渦の瞬間構造や乱流拡散特性を解明していくことが求められる。

本学位論文はこのような背景の中で、植生流れの水理特性およびスカラー輸送特性を詳細に検討し、環境に配慮した河川事業を行う上で重要な河川植生の水理的把握を目指すものである。本論文では大規模組織渦が運動量・スカラー輸送に与える影響の解明に重点を置き、実験的研究と数値計算的研究の双方からアプローチし、検討していく。

## 1.2 本論文の構成

図-1.1 に本論文のフローチャートを示す．大きく分けて第2章から第4章までは植生流れの開水路乱流を研究対象にする．一方，第5章と第6章は植生流れの物質輸送メカニズムの解明を目的とする．

まず第2章では基礎ステップとして，流れに対して変形しない剛体植生帯を有する開水路流れを対象に PIV, LDA 計測を行った．植生流れは空間的に非一様であるため，空間平均操作を導入して統計処理を行う．大気植生流れの解析手法を開水路植生流れに適用し，大気植生流れと比較することで，開水路植生流れの乱流構造について多くの知見を得た．また植生流れに適用例の少ない PIV 計測を行い，組織渦の全体像を把握することを試みた．後半部では開水路植生流れと大気植生流れの違いに着目し，開水路植生流れに与えるかぶり水深の影響について考察した．

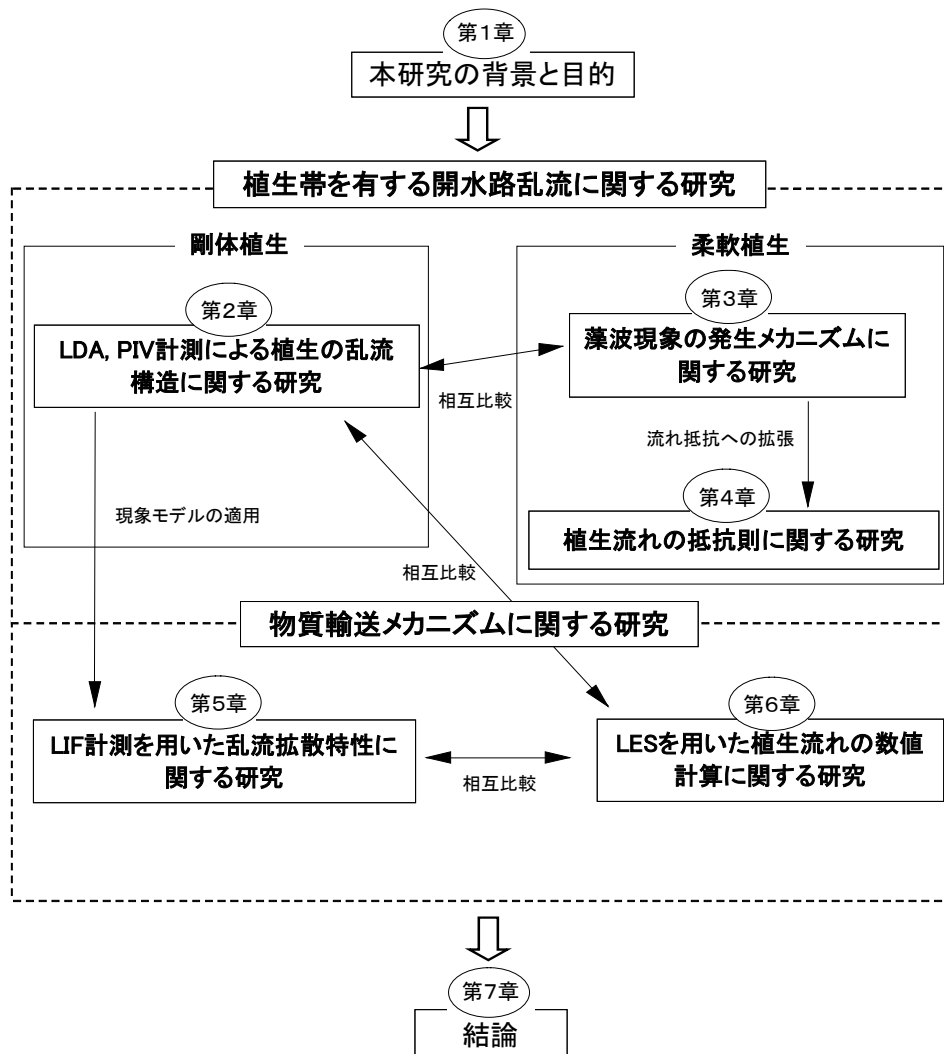


図-1.1 研究のフローチャート

実河川の植生は柔軟性を有するため、植生が変形し流れ場が複雑となる。そこで第3章では柔軟植生流れを対象に PIV 計測を行い、乱流統計量を第2章の剛体植生と比較検討した。さらに植生先端に蛍光粒子をつけて PTV 解析を行い植生のたわみと流速を同時計測した。特に藻波現象と呼ばれる柔軟植生の大規模な組織的揺動に注目し、PTV 計測結果から藻波現象の発生機構を解明した。第4章では植生流れの抵抗則に注目し、既往の河川植生の実験データと比較した。抵抗則を支配する植生のパラメーターについて検討し、植生の剛性によって流れ抵抗が変化することを明らかにした。さらに柔軟植生の揺動状態変化を定量的に評価し、判定条件を設けた。

植生流れでは栄養塩や浮遊砂などのスカラー輸送が重要であるが、これに関する研究はほとんど行われていない。第5章では開水路流れにおいて適用例の少ないレーザー蛍光誘起法(LIF)計測法による濃度計測を確立した。植生流れにおいて染料実験を行い、乱流拡散特性について考察している。後半部では LIF 法と PIV 法を併用し、瞬間濃度一流速を同時計測することで、濃度一流速相関特性について考察した。またスカラーフラックスを直接計算し、柔軟植生と剛体植生の物質輸送効率を比較検討した。さらに濃度解析の精度を向上させるため高濃度分布のみを抽出する新たな条件付解析法を考案した。

第6章では植生流れは複雑な三次元構造を有しているため数値計算の有用性に着目し、これまでに得た植生流れの実験データの3次元 Large Eddy Simulation (LES)数値計算による再現を試みた。その際多くの既往研究のように植生の影響を抗力項でモデル化するのではなく、不等間隔格子を用いて植生要素の境界条件を厳密に計算した。平均流、乱れ特性を再現し、植生流れの複雑な3次元構造について考察した。

第7章では結論として本研究で得られた知見をまとめる。

### 1.3 乱流解析手法について

これまで大気植生と河川植生流れを対象に多くの研究が行われている<sup>1)</sup>。表-1.1 に植生研究<sup>2)-12)</sup>の実験手法と詳細データをまとめた。実験的手法は‘点計測法’と‘画像計測法’の2つに大別される。これまでに多くの植生研究は、点計測データに基づいている。

河川植生研究では植生の抵抗則を確立するため、時間平均統計量の解明に重点がおかれてきた。Kouwen and Unny (1973)<sup>2)</sup>はピトー管を用いて柔軟植生流れを流速計測し、植生の揺動状態を区分した。これに対して、大気植生研究では Raupach グループ<sup>13), 14)</sup>を中心にホットワイヤー流速計を用いた乱流計測法が導入され、植生流れの組織乱流の詳細構造の解明が進んでいる。これは農学分野では流れ抵抗特性より組織渦構造による温度、ガスなどの乱流輸送現象についての知識とされるためである。

一方、河川植生研究でも最近では組織乱流構造の解明に重点がおかれるようになってきた。それらを解明するには高精度計測による流速の時系列データが必要となる。Nepf & Vivoni (2000)<sup>4)</sup>、Carollo ら(2005)<sup>9)</sup>は柔軟植生を用いた水路実験を行い、超音波流速計(ADV)を用いて乱流計測している。ADV は 1. コストが安い、2. サンプルングレートを高く設定

表-1.1 既往の植生研究のまとめ

Authors	References	Devices	Vegetation	Bulk velocity $U_m$ (cm/s)	Density $a$ (1/m)	Vegetation length $h$ (cm)	Submergence depth $H/h$
Kouwen & Unny (1973)	<i>JHD, ASCE</i>	Pitot Tube	F	<60.0	0.25-1.69	10,15	1.0-4.0
Ikeda & Kanazawa (1996)	<i>JHE, ASCE</i>	PIV	F	34.0-60.0	dense	5.0	3.0-3.6
Nepf & Vivoni (2000)	<i>J.Geophy.Res.</i>	ADV	F	2.0-8.0	5.5	16.0	1.0-2.75
Ghisalberti & Nepf (2002)	<i>J.Geophy.Res.</i>	ADV, LDA	F	2.0-8.0	5.5	12.7	1.0-2.75
Stephan & Guktnicht (2002)	<i>J.Hydrology</i>	ADV	F	4.0-10.0	dense	20-200	1.0-2.6
Wilson et al (2003)	<i>JHE, ASCE</i>	ADV	F	10.0	1.7	15.5	1.5-3.4
Poggi et al. (2004)	<i>B.L.Meteor.</i>	LDA	R	30.0	0.26-4.26	12.0	5.0
Carollo et al. (2005)	<i>JHE, ASCE</i>	ADV	F	2.0-10.0	0.36-0.57	13.0	1.0-2.1
Ghisalberti & Nepf (2006)	<i>E.Fluid.Mech.</i>	ADV	R, F	1.5-8.0	2.5-8.0	13.8, 20.3	3.4
Nezu & Sanjou (2008)	<i>JHER, IAHR</i>	LDA, PIV	R	12.0	7.6-30.4	5.0	3.0
Okamoto & Nezu (2009)	<i>JHR, IAHR</i>	PIV, PTV	F	8.0-20.0	7.6	7.0	1.25-4.0

できる, 3. サンプルングボリュームが比較的小さいなどの利点がある. このため ADV は浮遊砂流れや実河川の流速計測に適している. しかしながら, ADV には以下に挙げるような欠点があり, 小スケール渦を計測することはできない.

1. プロブが接触型で, 流れ場に影響を与えてしまう. よって境界層のようなスケールの小さい流れ場の計測には適さない
2. 計測データにノイズがのりやすいので, 高精度計測は困難である

近年の計測システムの進展によって乱流構造のより詳細な解析が可能となってきた.  
<sup>15)</sup> レーザードップラー流速計(LDA)は, 流れ場に反射体となるものが必要であるが, 計測器が直接流れを乱すことがなく, 空間分解能が優れているのが特徴である. 原理は2本のレーザービームが交差する焦点における干渉渦をトレーサー粒子が横切るときに発生するドップラー周波数をフォトマルを通じて計測する. ドップラー周波数は流速に比例し, 比例定数も既知であるため直ちに瞬間流速を評価することができ, 速度検定が不要である. Poggi ら(2004)<sup>8)</sup>, Nezu & Sanjou (2008)<sup>11)</sup>は植生流れを対象に LDA を用いて乱流計測し, 組織乱流構造について考察した.

これまでの乱流計測ではホットワイヤー流速計やレーザー流速計を用いた点計測法が一般的であったが, 流れ場の1点の速度情報しか提供できないため, 複雑な流れ場の詳細を必要とする最近の流速計測の要求を必ずしも満たせなくなっている. こうした状況では画像計測法は多点計測データから流れの組織渦構造をとらえ, 空間移流特性やスケールを解析することが可能となるため非常に有効である. PIV (Particle-Image Velocity)法や PTV (Particle-Tracking Velocity) 法は, レーザーシートと CCD カメラを用いて水流に追従する微細粒子を画像解析し, 広範囲の流速場を計測する手法である. PIV 法では, 微細粒子群を粒子の相関を評価することで追跡し流速ベクトルが計算される. これに対して, PTV 法は画



像中の各トレーサー粒子の移動を自動的に追跡し、流れ場を計測する方法である。Adrian グループ<sup>16)</sup>は風洞の乱流境界層で PIV 計測を行い、ヘアピン渦の発達プロセスを明らかにしている。しかしながら、植生流れにおいて画像計測法が適用された例は少なく、大規模組織渦構造については未解明点が多い。Ikeda & Kanazawa (1996)<sup>3)</sup>, Nezu & Sanjou (2008)<sup>11)</sup> は植生流れを対象に PIV 計測を行って、植生先端部で発生する組織渦の全体像を把握することを試みている。

一方、対象とする流動場に温度分布や濃度分布がある場合には、速度場と同時にスカラー量を同時に計測することが、スカラー量の輸送現象を理解する上で必要となる<sup>15)</sup>。このようなスカラー輸送現象に関する研究は主に機械工学分野において発展してきた。Nakajima ら(1990)<sup>16)</sup>はレーザー蛍光誘起法(Laser Induced Fluorescence : LIF)による温度計測法の可能性を初めて指摘した。すなわち、LDA に蛍光強度を計測する光学系を付与することで温度一流速を同時計測した。その後、榊原ら(1997)<sup>17)</sup>は LDA を PIV に置き換えることで温度と速度の 2 次元同時計測を可能とし、円管内温度成層や 2 次元衝突噴流に適用されるようになってきている。最近では植生流れにおける物質輸送や乱流拡散特性についての研究も行われているが、適用例が少なく十分な知見が得られていないのが現状である。今後、LIF 計測法が確立され、植生流れの物質輸送メカニズムを解明する手段としての役割を担っていくものと期待される。

#### 参考文献

- 1) 辻本哲郎(1991): 植生を伴う流れの水理, 水工学に関する夏期研修会講義集, 27, 1-22
- 2) Kouwen, N. and Unny, T.E. (1973): Flexible roughness in open-channels. *ASCE J. Hydraulics Div.* Vol. 99 (HY5), pp.713-727.
- 3) Ikeda, S. and Kanazawa, M. (1996) : Three-dimensional organized vortices above flexible water plants, *J. of Hydraulic Eng.*, Vol. 122(11), pp.634-640.
- 4) Nepf, H. M. and Vivoni, E. R. (2000) : Flow Structure in Depth-limited, Vegetated Flow, *J. of Geophysical Res.*, Vol. 105, pp.28547-28557.
- 5) Ghisalberti, M. and Nepf, H. (2002): Mixing layers and coherent structures in vegetated aquatic flows, *J. of Geophysical Res.*, Vol. 107, pp.3-1-3-11-
- 6) Stephan, U. and Gutkcht D. (2002). Hydraulic resistance of submerged flexible vegetation, *J. of Hydrology*, Vol.269, pp.27-43
- 7) Wilson, C.A.M.E, Stoesser, T., Bates, P.D. and Batemann Pinzen, A. (2003) :Open channel flow through different forms of submerged flexible vegetation, *J. of Hydraulic Eng.*, Vol. 129, pp.847-853
- 8) Poggi, D., Porpotato, A. and Ridolfi, L. (2004). The effect of vegetation density on canopy sub-layer turbulence, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.111, pp.565-587.
- 9) Carollo, F.G., Ferro, V. and Termini, D. (2005). Flow Resistance Law in Channels with Flexible

Submerged Vegetation, *J. of Hydr. Eng.*, Vol.131, pp.554-564

- 10) Ghisalberti, M. and Nepf, H. (2006) : The structure of the shear layer in flows over rigid and flexible canopies, *Environ. Fluid Mech.*, Vol.6, pp.277-301.
- 11) Nezu, I., and Sanjou, M. (2008): Turbulence structure and coherent motion in vegetated canopy open-channel flows, *J. of Hydro-environment Research*, Vol.2, pp.62-90.
- 12) Okamoto, T. and Nezu, I. (2009). Turbulence structure and “Monami” phenomena in flexible vegetated open-channel flows, *J. of Hydraulic Res.*, Vol.47, pp.798-810
- 13) Finnigan, J.J. (1979): Turbulence in waving wheat, Mean statistics and Honami, *Boundary Layer Meteorology*, Vol.16, pp.181-211.
- 14) Raupach, M.R., Finnigan, J.J., and Brunet, J.J. (1996) : Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: the mixing layer analogy, *Boundary Layer Meteorology*, Vol.78, pp.351-382.
- 15) PIV ハンドブック, 可視化情報学会編, 2002
- 16) Adrian, R.J., Meinhart, C.D. and Tomkins, C.D. (2000). Vortex Organization in the Outer Region of the Turbulent Boundary Layer, *Jour. of Fluid Mech.*, Vol.422: pp.1-54.
- 17) Nakajima, T., Utsunomiya, M., Ikeda, Y., and Matsumoto, R. (1990). Simultaneous measurements of velocity and temperature of water using LDV and fluorescence technique. *5th Int. Symp. on Appl. of Laser Tech. To Fluid Mech.*, Lisbon, pp.2.6.1-2.6.6
- 18) Sakakibara, J., Hishida, K., and Maeda, M.,. (1997). Vortex structure and heat transfer in the stagnation region of an impinging planet jet (simultaneous measurements of velocity and temperature fields by DPIV and LIF), *Int. J. Heat. Mass Transfer* , Vol.40(13), pp.3163-3176.

## 第2章

### 剛体植生流れの乱流構造と大規模組織渦構造

## 2章に関連のある論文リスト

### <英文>

1. Nezu, I., Sanjou, M. and Okamoto, T. : Turbulent Structure and Dispersive Properties in Vegetated Canopy Open-channel Flows, Lisbon, pp.583-592, 2006.
2. Sanjou, M. , Nezu, I.and Okamoto, T.: Effect of submerged depth on turbulence in vegetated canopy open-channel flows, *Proc.of 8<sup>th</sup> ICHE conference*, Nagoya, (8 pages on CD-ROM) , 2008.
3. Nezu, I., Sanjou, M. and Okamoto, T.: Submerged Effects on Turbulence Structure in Vegetated Canopy Open-channel Flows, *Proc.of Riverflow2008*, Izmir, pp.203-210, 2008.

### <和文>

4. 榑津家久・山上路生・岡本隆明：植生キャノピー開水路流れの乱流構造とディスペルシブ効果に関する実験的研究，水工学論文集，土木学会，Vol.50, pp.1135-1140, 2006.
5. 岡本隆明・榑津家久・山上路生：植生開水路流れの組織乱流構造に及ぼすかぶり水深の影響に関する研究，水工学論文集，土木学会，Vol.52, pp.739-744, 2008.

## 2.1 概説

実河川には多種多様な植生群が繁茂して、水生生態系を形成している。このような植生帯は重要な河川環境機能をもつ一方で、流れ場に大きな影響を与える。特に植生抵抗によって流速分布が変化して、組織乱流渦が発生する。これらの組織構造は浮遊土砂の乱流拡散・輸送や河床の局所洗掘を促進することから底面植生帯を有する開水路キャノピー流れの水理特性を解明することは水工学および河川環境上においてきわめて重要である。

さてこのような植生流れの乱流特性に関する研究は主に大気植生流れを対象に発展してきた。その先駆的なものは Raupach ら(1979)<sup>1)</sup>、(1981)<sup>2)</sup>の研究である。彼らは、地表における森林などの植生帯が大気流に及ぼす影響を考察することを目的に、粗度風洞場をホットワイヤー流速計で乱流計測した。彼らは複数の円柱粗度の配置を変化させるとともに、計測位置による流速分布やレイノルズ応力分布の変化を調べた。Raupach ら(1986)<sup>3)</sup>は植生内部では植生後流による乱れの生成(wake-production)が大きいことを示した。

Meyers & Baldocchi(1991)<sup>4)</sup>は松林帯の野外計測を行い、乱れエネルギー(turbulent kinetic energy: TKE)の収支特性とせん断応力を考察し、キャノピー先端を除く全領域で、せん断による乱れの生成(shear-production)が wake-production に比べて支配的になることを報告している。また彼らはキャノピー内部における流速の2および3次モーメント成分の分布も明らかにした。Raupach ら(1991)<sup>5)</sup>は大気植生流れの流速分布は植生外部では対数則分布に従うが、植生内部では対数則に一致しないことを示した。また彼らは現地計測結果と比較し、植生密度が大きくなると原点移動量が線形的に増加するという結果を得た。Brunet ら(1994)<sup>6)</sup>は柔軟性を有する植生流れ場について点計測を行い、乱れエネルギー(TKE)収支やせん断応力収支では植生内部と外部でメカニズムが異なることを示した。Raupach ら(1996)<sup>7)</sup>は二点の流速の相関関数と条件付解析を用いて植生流れにおける大スケールの組織構造を調べ、植生流れの性質が純混合層の特性と類似することを明らかにした。なお最近までの大気植生乱流の進展については Finnigan(2000)<sup>8)</sup>が詳細なレビューを行っている。

大気植生流れと同様に、開水路植生場における乱流構造についても水工学の分野で研究されてきた。清水ら(1991)<sup>9)</sup>はホットフィルム計測による水路実験によって、底面の植生層が浸透層とみなせる場合には植生層上の表面流れによって植生層内の乱流構造が支配されるとともに、植生層内と表層での運動量交換が乱流構造に大きな影響を与えることを示した。Nepf(1999)<sup>10)</sup>は植生密度の影響を考慮し、円筒にかかる抗力に基づいて植生の抗力をモデル化した。植生の拡散現象についても考察し、植生流れには乱れによる拡散と植生配置による構造的拡散の2つが存在することを明らかにした。池田ら(2001)<sup>11)</sup>は条件付抽出法を用いて、植生境界部に生じる周期渦の3次元構造を発生要因について調べた。Ghisalberti & Nepf(2004)<sup>7)</sup>は shear generation と植生抗力による逸散が平衡状態になるときに植生流れのせん断層の流下方向の発達が止まることを示した。

Poggi ら(2004a)<sup>12)</sup>は植生の流速分散効果(Dispersive 効果)に着目し、レーザードップラー流速計(LDA)によって植生開水路流れを乱流計測した。空間平均操作を導入することによって生じる Dispersive 項が、植生密度の小さなケースにおいて無視できないほどの大きさをもつことを指摘した。また Poggi ら(2004b)<sup>13)</sup>は植生流れ場を、①カルマン渦と sweep および

ejection が支配的である下層, ②流速の変曲点不安定による K-H 波が発生する中層および③境界層特性がみられる上層の 3 層に分類し, 植生密度によるキャノピー内部のエネルギーカスケードの変化特性を明らかにした. 著者ら(2006)<sup>14)</sup>は水深を変化させて開水路キャノピー流れを LDA 計測し, 運動方程式やレイノルズ応力方程式における Dispersive 効果について調べた.

また実河川では植生域が偏在するような流れ場も存在する. Nezu & Onitsuka (2001)<sup>15)</sup>は, 水路の片側半分に植生を配置し, LDA と PIV で計測を行い, 植生領域と非植生領域との間での運動量・エネルギー交換について述べている. Folkard (2005)<sup>16)</sup>は散在する植生帯(Patch と呼ばれる)を有する流れ場を対象に ADV 計測を行い, 植生帯間の距離を系統変化させて乱流構造に与える影響について調べた. Maltese ら (2007)<sup>17)</sup>は流下方向に不連続な植生帯を有する流れ場の乱流構造を ADV 計測によって調べた. 植生層外部では ejection が大きくなり, 植生層内部では sweep が支配的である. また植生群落間の gap 領域では sweep の寄与が大きくなることを報告している.

しかしながら, これら既往の植生流れに関する研究では主流速の点計測が中心であるとともに, 植生配置や植生密度と乱流構造の関係については不明な点が多い. そこで本研究では底面植生帯を有する開水路キャノピー流れの時間平均流構造に着目して, LDA を用いた高精度計測を行い, 植生密度と流速分布やせん断応力との関係特性を実験的に解明する. また植生流れに適用例の少ない PIV 計測を行い, 組織渦の全体像を把握することを試みた. 後半部では開水路植生流れと大気植生流れの違いに着目し, 開水路植生流れに与えるかぶり水深効果について考察した.

## 2.2 理論的考察

図-2.1 に植生流れ場と座標系を示す. 植生流れでは植生抵抗によって流速分布が低減するため, 植生内部で流れ場が空間的に非一様になることが知られている(Raupach & Thom (1981)<sup>2)</sup>, Nikora et al. (2007)<sup>18)</sup>). 大気植生流れの研究者は植生内部での流れ変数を取り扱うために平面平均操作を考案した. 最近では粗面などの複雑な底面形状を有する流れ場でも平面平均操作が導入されるようになってきている. 平面平均操作は次式で表される.

$$\langle \Phi \rangle(y, t) = \frac{1}{A} \iint_R \Phi(y) dy dz \quad (2.1)$$

$$\langle \Phi \rangle = \Phi + \Phi'' \quad (2.2)$$

流速や圧力などの水理量  $\Phi$  は式(2.2)で求められる平面平均値  $\langle \Phi \rangle$  とその偏差  $\Phi''$  から構成される. 偏差  $\Phi''$  は水理量分布の空間偏差を表すもので, 植生流れでは後述する dispersive 効果において重要な意味をもつ.

時間平均と平面平均した(double-average method: DAM)Navier-Stokes 方程式は:

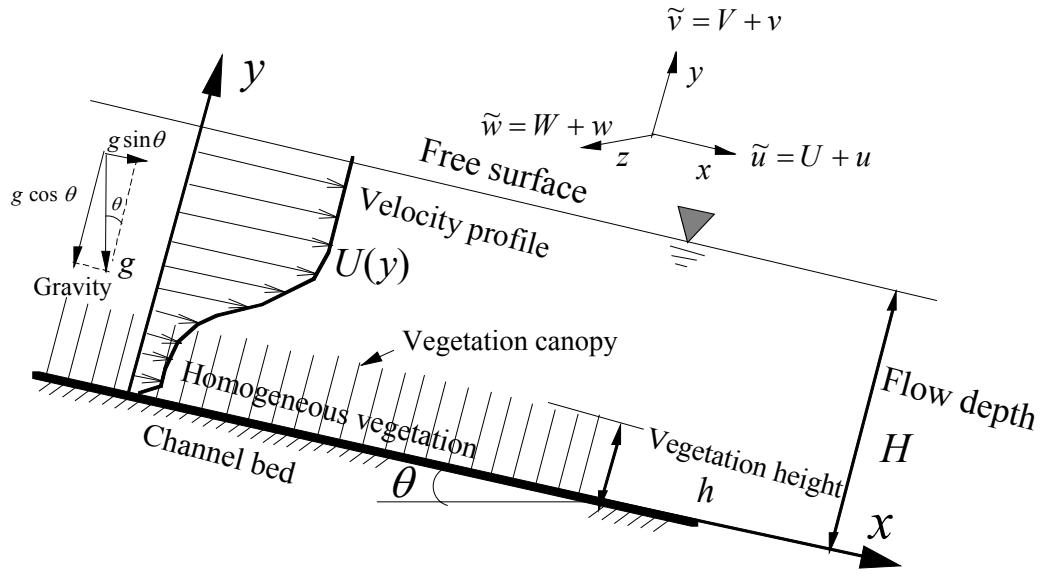


図-2.1 植生流れ場

$$\frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial t} + \langle U_j \rangle \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial \langle \tau_{ij} \rangle}{\partial x_j} + f_{Fi} + f_{Vi} \quad (2.3)$$

ここで

$$\langle \tau_{ij} \rangle = \langle -\overline{u_i u_j} \rangle + \langle -U''_i U''_j \rangle + \gamma \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_j} \quad (2.4)$$

$$f_{Fi} = \frac{1}{V} \iint_S P \cdot n_i dS \quad \text{and} \quad f_{Vi} = -\frac{1}{V} \iint_S \gamma \frac{\partial U_i}{\partial n_j} \cdot n_j dS \quad (2.5)$$

$\tau_{ij}$  はせん断応力,  $P$  は圧力,  $g_i$  は重力項.  $f_{Fi}$  と  $f_{Vi}$  は形状抵抗による抗力と粘性応力.  $\langle -U''_i U''_j \rangle$  は空間平均によって現れた dispersive 項である.

定常および鉛直二次元近似を行うと

$$\frac{\partial}{\partial y} \left( \langle -\overline{uv} \rangle + \langle -U''V'' \rangle + \gamma \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y} \right) = -gI_e - f_{Fx} - f_{Vx} \quad (2.6)$$

$I_e$  はエネルギー勾配で,  $I_e = \sin \theta - dH/dx \cos \theta$ .  $H$  は水深で,  $\theta$  は水路勾配. 植生外部では形状抵抗  $f_{Fx}$  が 0 になる. Dispersive 応力  $\langle -U''V'' \rangle$  はレイノルズ応力に比べて無視できるほど小さいため, 粘性応力  $f_{Vx}$  と  $\langle -U''V'' \rangle$  を 0 にすると, 式(2.6)は以下のように記述される.

$$\frac{\langle -\overline{uv} \rangle}{U_*^2} = 1 - \xi, \quad \xi \equiv \frac{y-h}{H-h} \text{ (over the canopy, i.e., } y \geq h) \quad (2.7)$$

$$U_* \equiv \sqrt{gI_e(H-h)} \quad (2.8)$$

$h$  は植生高さ．摩擦速度  $U_*$  はレイノルズ応力の植生先端でのピーク値から評価した．

これに対して植生内部 ( $y < h$ ) では植生抗力  $f_{Fx}$  が大きくなる． $f_{Vx}$  を無視すると, 式(2.6) は以下のようなになる．

$$\frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\langle -\overline{uv} \rangle}{U_*^2} + \frac{\langle -U''V'' \rangle}{U_*^2} \right) = -\frac{1}{H-h} - \frac{f_{Fx}}{U_*^2} \quad (2.9)$$

植生抗力  $f_{Fx}$  は次の式で計算される．

$$f_{Fx} = -\frac{1}{2} C_D \cdot a \cdot \langle U \rangle^2 \quad (2.10)$$

ここで  $C_D$  は抗力係数．植生流れにおいて抗力係数  $C_D$  は植生密度や植生配置など植生パラメーターによって変化する． $a$  は単位体積あたりの植生要素の遮蔽面積で，植生密度を表している．

植生内部でも Dispersive 応力  $\langle -U''V'' \rangle$  がレイノルズ応力に比べて十分に小さいと仮定すると，式(2.9)は

$$\frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\langle -\overline{uv} \rangle}{U_*^2} \right) = \frac{1}{2} C_D \cdot a \cdot \left( \frac{\langle U \rangle}{U_*} \right)^2 - \frac{1}{H-h} \quad (2.11)$$

水深が十分に大きい ( $H \rightarrow \infty$ ) 流れ場では，次式が得られる．

$$\frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\langle -\overline{uv} \rangle}{U_*^2} \right) \approx \frac{1}{2} C_D \cdot a \cdot \left( \frac{\langle U \rangle}{U_*} \right)^2 \quad (2.12)$$

抗力係数  $C_D$  は植生パラメーターやレイノルズ数によって変化するため，予測することが困難である．それゆえ，Raupach ら(1986)<sup>3)</sup>が述べているように植生内部の流れを把握するためには，抗力係数を実験的に求めることが重要となる．



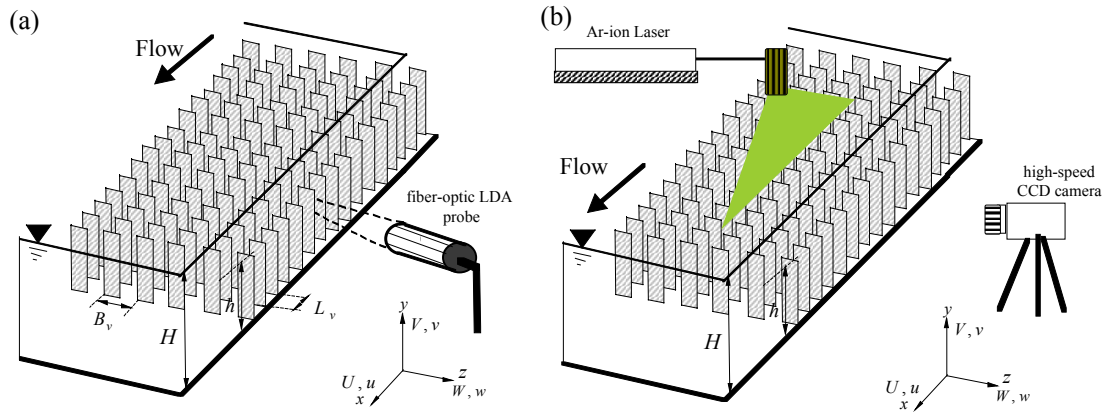


図-2.2 実験装置図（左：LDA の計測システム，右：PIV の計測システム）

## 2.3 実験システム

### (1) 実験装置

本実験の装置図を図-2.2 に示す．本研究では同一の実験水路で LDA と PIV 計測を行った．図-2.2 (a) および (b) はそれぞれ LDA および PIV の計測システムを説明したものである．水路は全長 10m，幅 40cm，高さ 50cm の可変勾配型水路である． $x, y$  および  $z$  はそれぞれ，流下方向，鉛直方向および横断方向である． $U, V$  および  $W$  は各方向における時間平均流速， $u, v$  および  $w$  はそれぞれ瞬間流速  $\tilde{u}, \tilde{v}$  および  $\tilde{w}$  の時間平均流速からの偏差を示す． $H$  は水深， $h$  は植生の高さである．水路底面には，計測部を含めて 8m の区間にわたって図-2.2 で示すような剛体植生模型を配置した．植生模型は高さ  $h=5\text{mm}$ ，厚さ  $t_v=1\text{mm}$  および幅  $b=8\text{mm}$  のアクリル短冊板であり，水路底面に鉛直に正確に固定された．図中の  $L_v$  および  $B_v$  はそれぞれ主流方向および横断方向のモデル植生の配置間隔である．また鉛直方向の原点はレゴベースのポッチ高さに，横断方向原点は水路のセンターラインに存在する植生の真横にとった．

水理実験は 2 成分の LDA 計測と高速カメラを用いた PIV 計測を行った．LDA 計測については図-2.2 (a) に示すように 4 本のレーザー光を水路側方から植生モデルの間に照射してキャノピー内部も含めた全水深領域を鉛直方向に  $(u, v)$  2 成分の点計測した．サンプリングレートは 100Hz でサンプリング時間は 120s である．またこの鉛直計測ラインを図-2.3 に示すように植生背後(wake region)および植生間領域(non-wake region)を含む  $0 < z/B_v < 2$  の範囲で横断方向に移動させて，合計 9 つの鉛直ライン上を計測した．

一方，PIV では 2 W の連続アルゴンイオンレーザーをシリンドリカルレンズを通して厚さ 2mm のレーザーライトシート(LLS)を水路上方から照射し，水路側方に設置した高速度 CCD カメラでデジタル撮影した．撮影領域のサイズ  $(x, y)$  は全水深領域を含むように 20 (cm)  $\times$  30cm 領域で，流下方向座標  $x$  の原点  $x=0$  は撮影範囲内にある上流端の植生要素の位置とした．トレーサーには粒径 100  $\mu\text{m}$ ，比重 1.02 のポリスチレン粒子を用いた．カメラに 100Hz

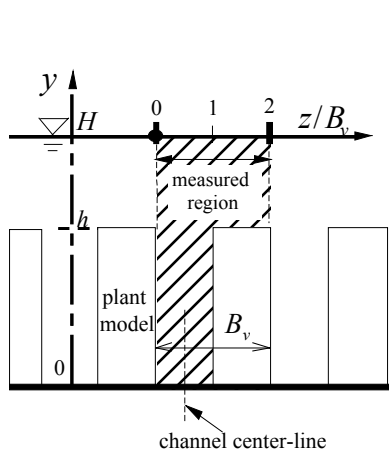


図-2.3 LDA の横断方向計測位置

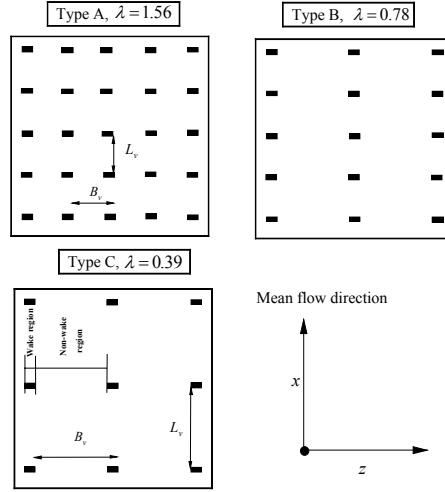


図-2.4 植生の配置パターン

の外部トリガーを与えて、500Hz のフレームレートで2枚の連続画像のペアを45秒間計測した。すなわち PIV 解析に用いる2枚の画像の時刻差は  $1/500\text{s}$ 、瞬間流速ベクトル  $(\tilde{u}, \tilde{v})$  のサンプリング間隔は  $1/100\text{s}$  である。LLS の横断方向の入射位置は植生要素間 (non-wake 面)<sup>14)</sup>とした。

## (2) 実験ケース

表-2.1 は実験ケースを示す。植生密度の影響を考察するために本実験では、断面平均流速  $U_m$ 、水深  $H$ 、レイノルズ数  $\text{Re} \equiv U_m H / \nu$  およびフルード数  $\text{Fr} \equiv U_m / \sqrt{gH}$  を一定として、植生の設置パターンを図-2.4に示すように3通り (Type A, Type B, Type C) に変化させた。これらのケースについて鉛直方向の流速分布を LDA によって点計測した。さらに横断方向の分散特性を調べるために、図-2.3のように横断方向にも計測位置を変化させ、合計9つの鉛直ラインを計測した。また Type C のケースについてはかぶり水深効果を調べるために、水深  $H$  を非水没植生のケースから全水没植生のケースまで系統変化させ ( $H/h = 1.0, 1.25, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 4.0$ ) の計7ケースの PIV 計測を行った。

植生密度  $\lambda$  は単位面積当たりの植生の前面遮蔽面積 (frontal area) で、大気植生流れの既往研究 (Raupach ら (1996)<sup>7)</sup>, Finnigan (2000)<sup>8)</sup>) にならって次式で定義した。

$$\lambda \equiv ah \quad (2.13)$$

$$a = \frac{\text{total frontal area}}{\text{volume of vegetation layer}} = \frac{A}{V} = \frac{nhb}{h \cdot S} \quad [1/\text{m}] \quad (2.14)$$

ここで  $S$  は面積、 $n$  は面積  $S$  の領域上に存在する植生要素の総数、本研究では  $S$  を 40cm 四

表-2.1 実験条件

Case	$\lambda = ah$	$L_v$ (cm)	$B_v$ (cm)	$H$ (cm)	$h$ (cm)	$H/h$	$U_m$ (cm/s)	Fr	Re	Method
A-10	1.56	1.6	1.6	15.0	5.0	3.0	12.0	0.10	18000	LDA
B-10	0.78	1.6	3.2	15.0	5.0	3.0	12.0	0.10	18000	LDA
C-10	0.39	3.2	3.2	15.0	5.0	3.0	12.0	0.10	18000	LDA
C-20	0.39	3.2	3.2	5.0	5.0	1.0	10.0	0.14	5000	PIV
C-21	0.39	3.2	3.2	6.3	5.0	1.3	10.0	0.13	6300	PIV
C-22	0.39	3.2	3.2	7.5	5.0	1.5	10.0	0.12	7500	PIV
C-23	0.39	3.2	3.2	10.0	5.0	2.0	10.0	0.10	10000	PIV
C-24	0.39	3.2	3.2	12.5	5.0	2.5	10.0	0.09	12500	PIV
C-25	0.39	3.2	3.2	15.0	5.0	3.0	10.0	0.08	15000	PIV
C-26	0.39	3.2	3.2	20.0	5.0	4.0	10.0	0.07	20000	PIV

方の正方領域として、そこに設置されている植生モデルのフロント面積の合計から  $\lambda$  を計算した。 $a$  は単位体積当たりの植生の前面遮蔽面積で、Nepf & Vivoni (2000)<sup>19)</sup>や Wilson ら (2003)<sup>20)</sup>は植生密度  $a$  を用いている。

以下の考察の前半部では LDA による点計測結果を用いて、主に主流速の鉛直および横断方向分布やレイノルズ応力を調べるとともにそれらと植生密度の関係を解明する。さらに後半部では植生流れへの適用例が少ない PIV による画像解析結果よりかぶり水深効果を明らかにして、河川植生流れの現象モデルを構築する。

### (3) PIV 解析

本研究で用いた PIV システムでは、画像処理ボードに入力した 2 時刻の可視化画像抽出し、この 2 時刻の画像のトレーサー粒子濃度に対して濃度相関法を用いて可視化画像の任意の点における速度計測を行う。この 2 枚の連続した画像をマスク画像とサーチ画像という。濃度相関法とは、2 時刻の画像に対して相互相関を計算し、その相関分布のピーク位置からトレーサー粒子の移動量を推定して速度を決定する方法である。この方法について具体的に説明すると、時刻  $t_1$  の画像上に設定した領域（マスク領域）を時刻  $t_2 (= t_1 + dt)$  の画像上に設定した領域（サーチ領域）内で移動させ、相互相関を計算することで相関値の空間分布を計算し、そのピーク位置から時刻  $t_1$  と  $t_2$  での移動量を算出する。この計算では、速度ベクトルは一般に画像間の相関から速度情報を算出するので、ピクセル単位の整数型の結果しか得られないが、計算精度を高めるため、相関値のピーク位置周辺での相関分布から相関値のピーク位置を再計算し、小数型のデータを得ることができる（サブピクセル解析）。以下に濃度相関法の基本アルゴリズムを示す。

1. 時刻  $t_1$  の画像上にマスク領域とその中心点を、時刻  $t_2$  の画像上にサーチ領域を設定する。このときマスク領域の中心点は、計測する速度ベクトルの始点となる。
2. マスク領域の中心をサーチ領域内で移動させ、各位置での相関値を次式により計算

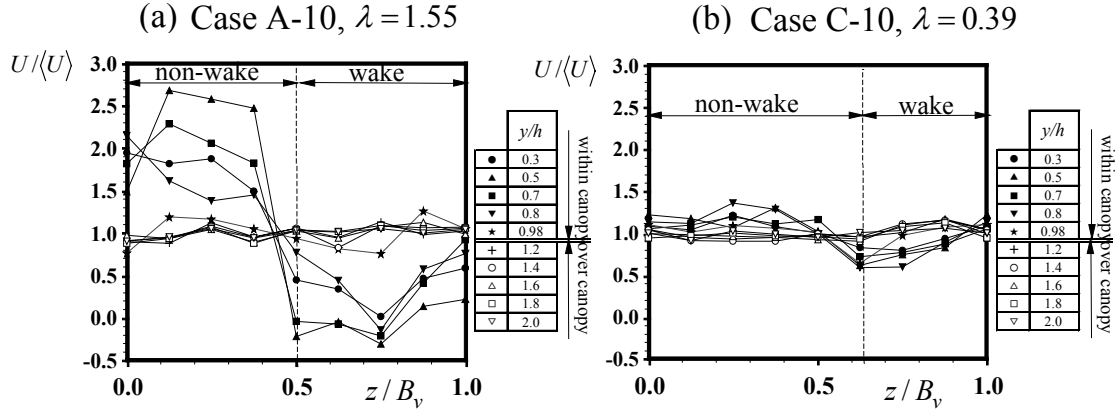


図-2.5 時間平均主流速の横断方向分布

する．この結果，相関値の空間分布が得られる．

$$CR = \frac{\sum xy - \frac{1}{n} \sum x \sum y}{\left( \sum x^2 - \frac{1}{n} \sum x^2 \right) \left( \sum y^2 - \frac{1}{n} \sum y^2 \right)} \quad (2.15)$$

ここで， $x$  は時刻  $t_1$  における各画素での輝度値であり， $y$  は時刻  $t_2$  における各画素での輝度値である．

3. 得られた相関分布のピーク位置周辺に再度小さなマスク領域を設定し，相関分布を再計算する．（サブピクセル解析）
4. 得られた相関分布のピーク位置周辺に再度サーチ領域を設定し，相関分布を算出し，速度ベクトルの終点を次式で決定する．

$$l = \frac{\sum (CR \cdot l_i)}{\sum CR} \quad (2.16)$$

相互相関計算により得られた速度ベクトルの相関値を用い，速度ベクトルの虚偽を判別する．

## 2.4 平均流構造

### (1) 主流速の横断分布（植生密度との関係）

最初に主流速の横断方向分布と  $\lambda$  の関係について考察するために，図-2.5 に  $\lambda = 1.56$  (Type A),  $\lambda = 0.38$  (Type C) の 2 通りの植生密度について主流速分布を横断方向にプロットした．結果は各高さにおける平面平均値  $\langle U \rangle$  で無次元化してある．植生密度が大きい

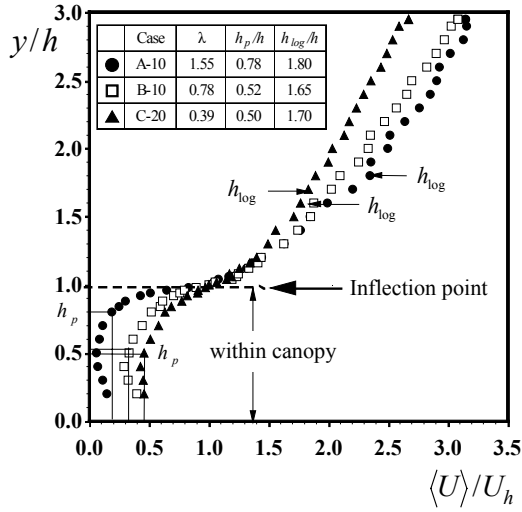


図-2.6 時間平均主流速の鉛直方向分布

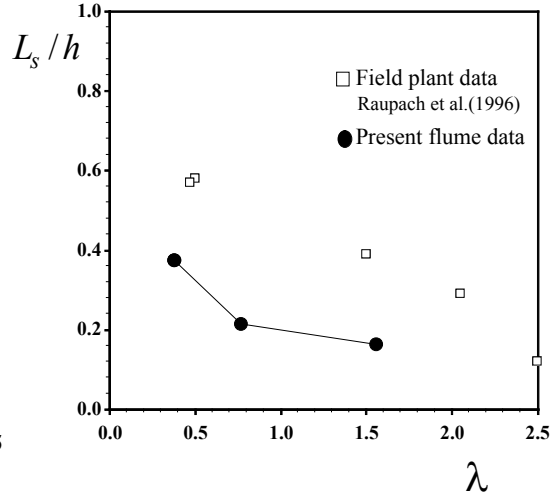


図-2.7 セン断スケールの比較

ケース( $\lambda = 1.56$ )では植生層内部( $y/h < 1$ )で植生抵抗が増加し植生背後領域で主流速が小さくなるため、主流速の横断方向変化が大きい。植生流れの空間的な非一様性を有することが図から確認できる。一方で植生層外部( $y/h > 1$ )では植生密度に関わらず、流れ場への植生の影響が小さいので主流速分布の横断方向変化は小さい。したがって植生層外部では植生密度や横断方向位置によらない普遍則が成立すると考えられる。

## (2) 空間平均した主流速鉛直分布

図-2.6 に平面平均した主流速分布 $\langle U \rangle$ の鉛直分布を $\lambda = 0.38, 0.77$  および  $1.56$  の3通りの植生密度について示した。実験結果は植生先端における平均流速 $U_h \equiv \langle U(h) \rangle$ で無次元化した。植生内部で主流速が低減され、底面付近では流速分布がほぼ一様となる。植生外部( $y/h \geq 1$ )では流速が大きくなり、結果として植生先端部では流速分布が変曲点をもつ。植生密度が増加すると植生層内部( $y/h < 1$ )における流速の落ち込みが大きくなることから、植生先端部の流速シアーが増加する。このことから植生密度が大きなケースでは植生層の内外間に大きな流速差が現れ、後で述べるようにせん断不安定に起因する組織乱流構造の発生を促進すると考えられる。

流速分布の変曲点効果を定量的に評価するために、図-2.7 にせん断スケール $L_s = \delta_e$ と植生密度 $\lambda$ の関係を示す。せん断スケール $\delta_e$ は次式で定義される。

$$\delta_e \equiv \frac{U(h)}{(\partial U / \partial y)_{y=h}} \quad (2.17)$$

$\delta_e$ は混合層やキャノピー流れのせん断によって発生する不安定波の主流方向の波長 $\Lambda_x$ と大きな関係がある<sup>7)</sup>。図-2.7 から植生密度 $\lambda$ の増加とともに $L_s$ は減少するので植生密度 $\lambda$

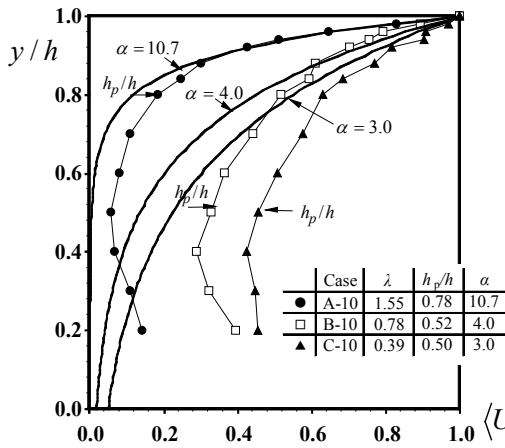


図-2.8 植生内部の主流速分布

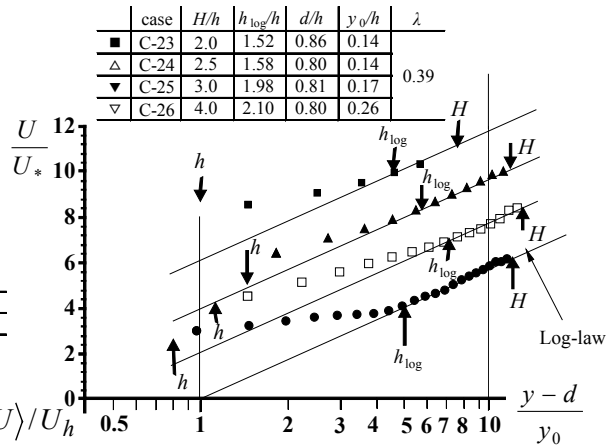


図-2.9 対数則分布との比較

が大きいほど組織渦の空間的なスケールは減少することが予想される。このことに関しては後で PIV の結果で確認する。

植生内部 ( $y/h < 1$ ) の主流速分布について考察する。図-2.5 主流速横断方向分布からわかるように植生内部では植生の流れ場への影響が大きく流速分布は対数則に従わないことが推測される。図-2.8 に植生内部における主流速分布を水深を系統的に変化させて比較したものである。植生内部について Raupach & Thom(1981)<sup>2)</sup>は一次拡散モデルに基づいた次式を報告している。

$$U(y)/U(h) = \exp[\alpha(y/h - 1)] \quad (2.18)$$

$\alpha$  は実験定数である。比較のために Wilson & Shaw(1977)<sup>21)</sup>の計算曲線もプロットした。図-2.8 から植生内層においては対数則分布というよりもむしろ指数関数的な流速分布に従うことがわかる。注目すべきは植生先端付近についてはケース間のずれは小さいが底面に向かうにつれてずれが大きくなっていくことである。また Wilson & Shaw(1977)<sup>21)</sup>は植生内部で流速分布が凸型分布をもち流速の逆シアアが存在すること。

### (3) 対数則分布

図-2.9 で植生層外部 ( $y/h > 1$ ) では流速およびレイノルズ応力に植生密度の影響は植生内に比べて小さいことを示した。ここでは植生層外における流速分布の普遍特性について考察する。Raupach ら(1979)<sup>1)</sup>は円柱粗度の配置を系統変化させた空気流による実験結果を用いて、粗度外層において次の対数則が成立することを報告している。

表-2.2 既往の大気キャノピー流れの計測条件

	case	vegetation type	$h$ (m)	$\lambda$	$y_o/h$	$d/h$	$U(h)/U_*$
field data (air flows)	a	Tree	9	0.06	0.05	—	—
	b	Trees	9	0.21	0.09	—	—
	c	Early Wheat	0.4	0.10	0.04	—	—
	d	Late Wheat	1.0	0.25	0.05	—	—
	e	Pines	13	2.3	0.03	—	—
	f	Vineyardrows along wind	0.9	0.04	0.03	—	—
	g	Vineyardrows across wind	0.4	0.22	0.30	—	—
	h	Forest	10	2.8	0.05	0.76	3.8
	i	Forest	22	3.1	0.03	0.9	2.9
	j	Forest	15.5	4.3	0.06	0.76	3.3
	k	Forest	4.5	0.8	0.10	0.67	2.9
	l	Forest	23	1.7	0.05	0.83	3.1
	m	Forest	11.5	9.6	0.03	0.84	3.4
laboratory data (air flows)	WT	Strips (Raupach et. al 1991)	0.05	0.23	0.14	0.72	3.3
	WT	Wheat (Raupach et. al 1991)	0.06	0.47	0.09	0.75	3.6
laboratory data (water flows)	present-A	Strips	0.05	1.56	0.15	0.89	2.08
	present-B	Strips	0.05	0.77	0.17	0.71	2.10
	present-C	Strips	0.05	0.38	0.17	0.68	2.51

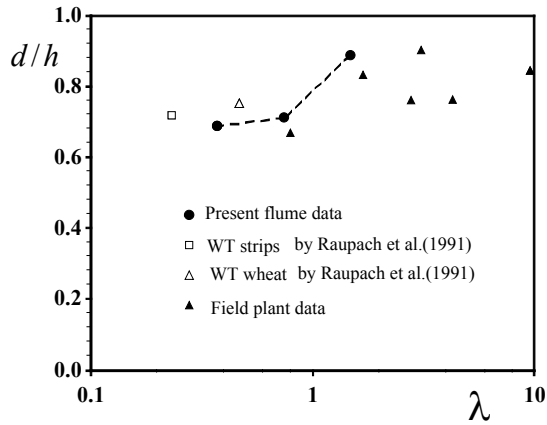


図-2.10 原点移動量と植生密度の関係

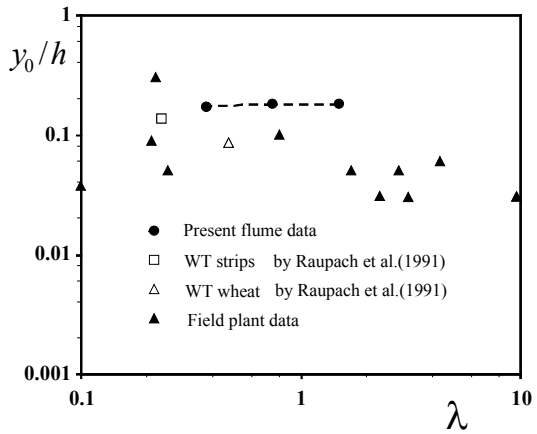


図-2.11 粗度高さと植生密度の関係

$$\langle U \rangle / \langle U_* \rangle = \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{y - d}{y_o} \right) \quad (2.19)$$

ここで  $d$  および  $y_o$  はそれぞれ原点移動量および粗度長さである． $\kappa$  はカルマン定数で本研究では Nakagawa & Nezu(1977)<sup>22)</sup> の開水路流れの標準値 0.412 を用いた．原点移動量  $d$  は次式で計算される<sup>19)</sup>．

$$d = \int_0^h \left( y \frac{\partial \overline{uv}}{\partial y} \right) dy / \int_0^h \left( \frac{\partial \overline{uv}}{\partial y} \right) dy \quad (2.20)$$

図-2.9 は植生層外部における  $U$  の鉛直分布をプロットしたものである． $\lambda$  に関係なくいずれのケースも式(2.19)に一致し、本実験値においても対数則の成立が確認できた．図-2.10

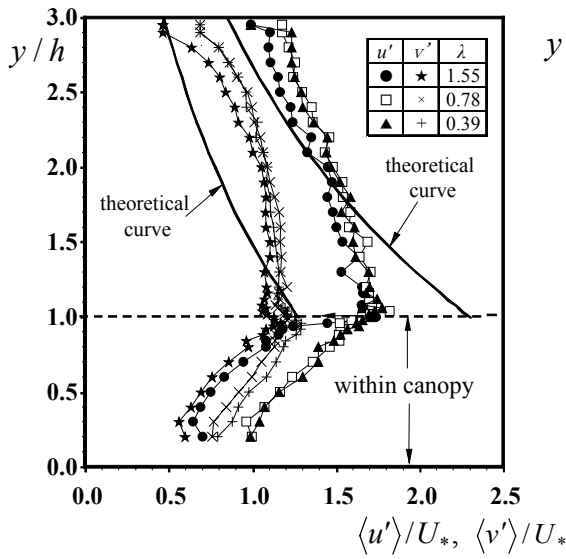


図-2.12 乱れ強度分布

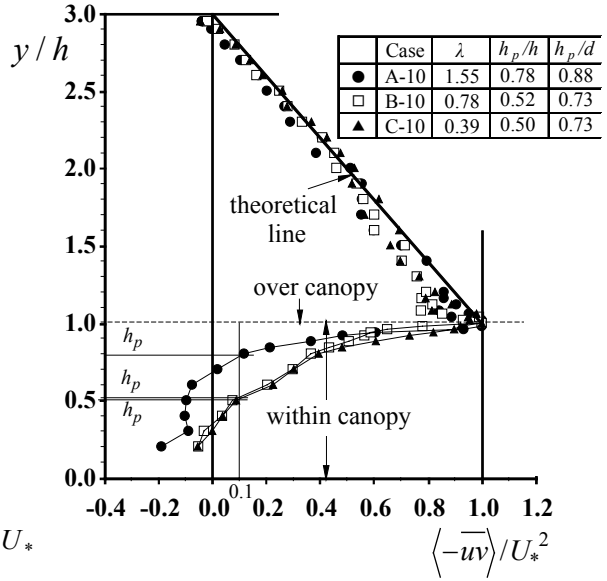


図-2.13 レイノルズ応力分布

および図-2.11 は、それぞれ  $d$  および  $y_o$  と植生密度  $\lambda$  の関係を示したものである。図中には比較のため原点移動量  $d$  と粗度長さ  $y_o$  の値を表-2.2 に示す既往の野外計測および風洞実験値<sup>5)</sup>もプロットした。 $d$  は  $\lambda$  の増加とともに大きくなるが、これは Jackson(1981)<sup>23)</sup>と同様の傾向をもつことが示された。一方で粗度長さ  $y_o$  と  $\lambda$  の相関性は  $d$  ほど顕著ではないが、本研究と同型の短冊タイプの植生模型を設置した風洞実験値（図中の WT-strip）とほぼ同オーダーであることがわかる。

## 2.5 乱流構造

### (1) 乱れ強度分布

植生乱流場の乱れ特性について考察するために図-2.12 に  $\lambda = 0.38, 0.77$  および  $1.56$  の3通りの植生密度について平面平均した乱れ強度  $\langle u' \rangle$  と  $\langle v' \rangle$  の分布を示す。図中には開水路乱流の普遍関数式を併示した。

$$\langle u' \rangle / U_* = 2.3 \exp(-\xi) \quad \text{and} \quad \langle v' \rangle / U_* = 1.27 \exp(-\xi) \quad (2.21)$$

$$\text{where} \quad \xi = (y - h) / (H - h) \quad (2.22)$$

同図より  $\langle u' \rangle, \langle v' \rangle$  はともに植生先端部でピーク値をもち、先端から底面と水面に向かって減少している。これより植生先端部で乱れの生成がさかんに行われている。 $\lambda = 1.56$  については  $\langle u' \rangle$  は普遍関数にしたがっているが、 $\lambda = 0.38, 0.77$  については  $\langle u' \rangle$  は普遍関数にした



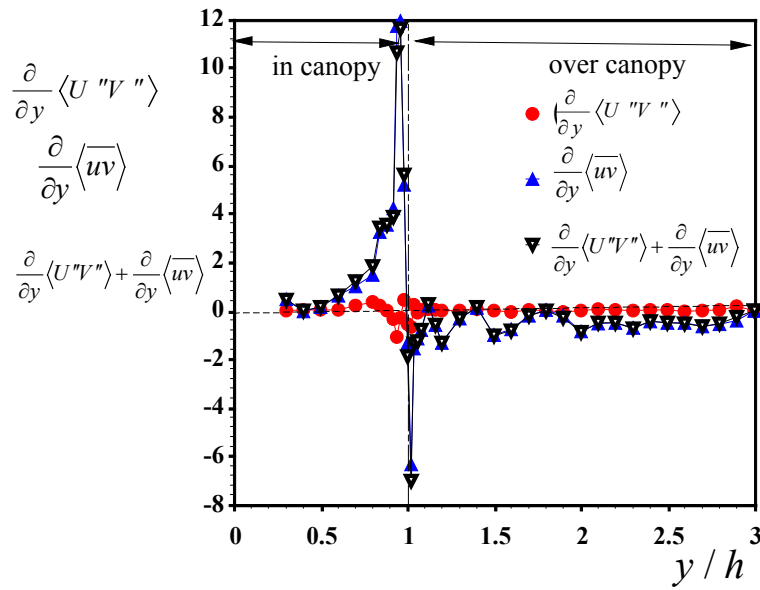


図-2.14 レイノルズ応力と Dispersive 項の比較

がっていない． $\langle v' \rangle$  は植生密度に関係なく普遍関数にしたがっておらず， $\langle v' \rangle$  は  $\langle u' \rangle$  より植生の影響を受けていることが推測される．植生内部では  $\langle u' \rangle$  と  $\langle v' \rangle$  は同程度の大きさをもつ ( $\langle u' \rangle \approx \langle v' \rangle$ )．このことから植生内部の wake による乱れは等方的であることが示唆される．

## (2) レイノルズ応力分布

次にレイノルズ応力  $-\overline{uv}$  について考察する．図-2.13 は空間平均したレイノルズ応力  $\langle -\overline{uv} \rangle$  の分布と植生密度  $\lambda$  の関係を示す． $-\overline{uv}$  のピーク値が 1 となるように  $U_*$  を計算して無次元化している．レイノルズ応力分布の線形分布式(2.7)もプロットした．この結果から  $-\overline{uv}$  分布は植生高さでピーク値をもち，主流速分布(図-2.6)が植生先端部で流速シアが大きくなっていることと対応する．このことから植生先端部でせん断層が発達し，植生内部と外部の運動量交換が活発であることが示唆される．植生層外部 ( $y/h > 1$ ) では植生密度  $\lambda$  によるレイノルズ分布の差異は認められず，植生先端付近から水面に向かって直線分布をもち式(2.3)と一致する．これに対して，植生層内部 ( $y/h < 1$ ) では植生密度  $\lambda$  が大きいほど分布の落ち込みが顕著となり，植生内部への運動量の浸透が遮蔽されている．図中には Nepf & Vivoni(2000)<sup>19)</sup> の定義したレイノルズ応力の浸透高さ  $h_p$  を併示した．植生密度が増加すると  $h_p$  の値が大きくなる傾向がみられる．

図-2.5 はと既往研究<sup>5)</sup>より，主流速の横断方向分布は植生層外ではほぼ均一とみなせる一方で，植生層内では植生抵抗によって非均一な分布，すなわち分散特性をもつことがわかっている．運動方程式における分散効果 (Dispersive 効果) について考察する．図-2.14 は  $\lambda = 1.56$  のケースについて Dispersive 項  $\langle -U''V'' \rangle$ ，レイノルズ応力項およびそれらの和の鉛直分布を比較したものである．植生先端付近の植生層内でレイノルズ応力項が正のピ

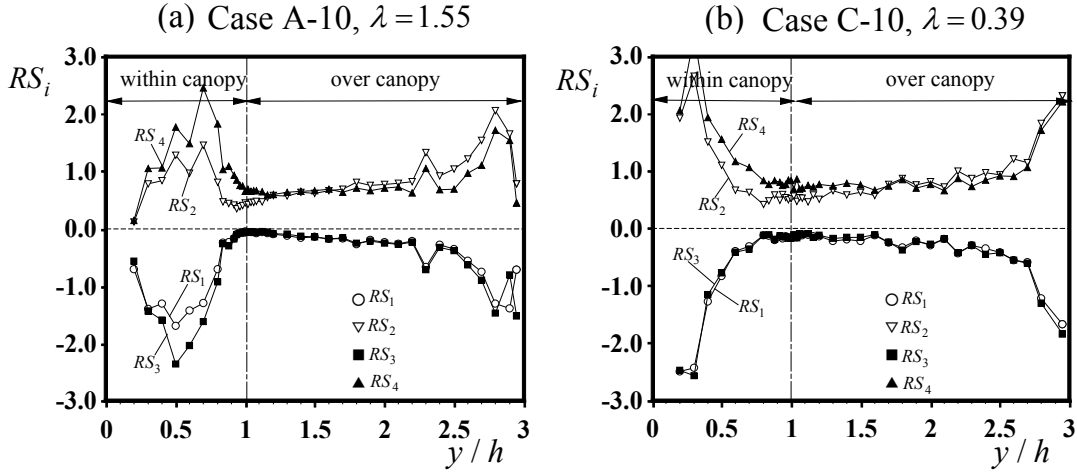


図-2.15 レイノルズ応力の4象限区分解析

ーク値をとり，Dispersive 項は負のピークをとる．全体的にレイノルズ応力項の方が Dispersive 項よりも支配的であるが，Dispersive 項はレイノルズ応力項の 10～20%ほどの大きさをもっており，流体力を評価する上では無視できないといえる．この結果は大気植生や風洞植生実験とよく一致している<sup>5), 8)</sup>．

### (3) 4象限区分解析とスキューネス分布

図-2.6 の変曲点をもつ流速分布から植生先端付近では流速シアーにともなう大きな組織渦が発生し，植生層外の高速流と層内の低速流の運動量が交換されることが推測される<sup>12)</sup>．これを定量評価するために式(2.23)で定義されるレイノルズ応力の4象限区分解析<sup>1)</sup>を行った．

$$RS_i = (\overline{uv})^{-1} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(t)v(t)I_i(t)dt \quad (i = 1, 2, 3, 4) \quad (2.23)$$

$(u, v)$  が  $i$  象限に存在するとき， $I_i(t)$  は 1，それ以外は 0 とする判別関数である．なおこれらの各象限は次の現象に対応している．

- |         |                  |                       |
|---------|------------------|-----------------------|
| $i = 1$ | $(u > 0, v > 0)$ | : outward interaction |
| $i = 2$ | $(u < 0, v > 0)$ | : ejection            |
| $i = 3$ | $(u < 0, v < 0)$ | : inward interaction  |
| $i = 4$ | $(u > 0, v < 0)$ | : sweep               |

ここで重要なことは，ejection によって低速流体が浮上し，sweep によって高速流体が下降することである．図-2.15 は  $\lambda = 0.38$  および 1.56 について non-wake ラインにおける条件付レイノルズ応力  $RS_i$  の鉛直分布を示したものである．本結果より植生層外(over canopy)の上

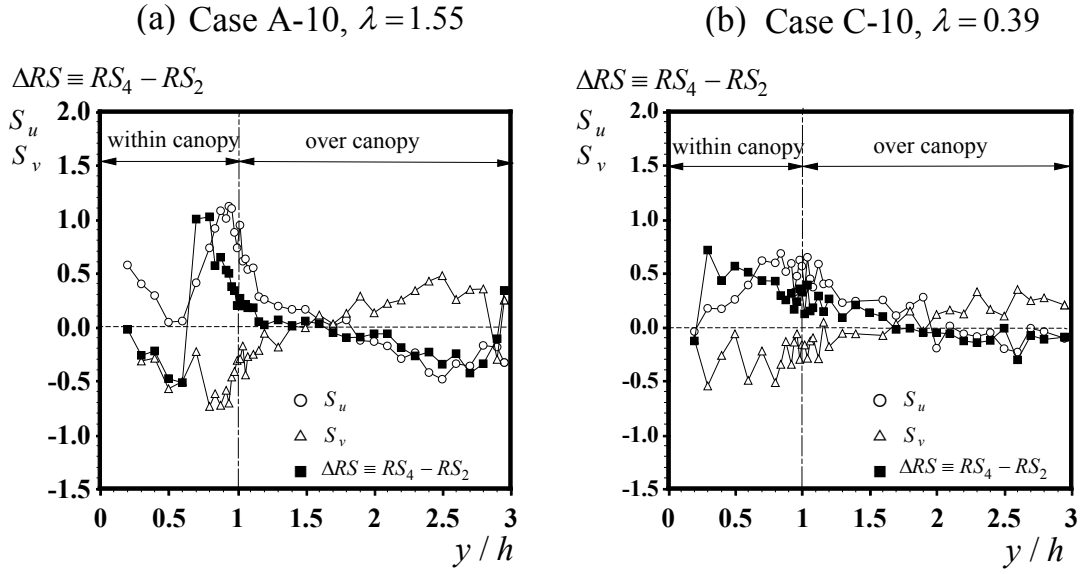


図-2.16 スキューネス分布

部領域 ( $y/h > 1.5$ ) では  $RS_4 < RS_2$  で ejection が卓越し, Nakagawa & Nezu(1993)<sup>24)</sup>の示した境界層流れと同様の特性をもつ. 植生層外部で  $RS_2$ ,  $RS_4$  の値が大きくなるのは無次元化するレイノルズ応力の値が小さくなるためである. 一方, 植生層内部(in canopy)では  $RS_4 > RS_2$  で sweep が卓越している. これより植生流れでは sweep によって運動量が植生内部に輸送されていることがわかる. この傾向は植生密度が大きいほど顕著に表れており開水路植生流れに特有の乱流構造であるといえる.

Interaction の寄与を表す  $RS_1$ ,  $RS_3$  は植生先端部付近で小さくなっている. これは植生先端部の sweep, ejection 構造が組織的で, Interaction を含まないことを示している. Interaction のようなスケールの小さな現象を除去して解析するために, Nakagawa & Nezu(1993)<sup>24)</sup>はホール値とよばれるしきい値を用いた.

Nakagawa & Nezu(1977)<sup>22)</sup>によって sweep および ejection は, スキューネスと大きな関係があることが指摘されている. そこで次に瞬間流速の 3 次相関であるスキューネスについて考察する. 主流方向と鉛直方向のスキューネス  $S_u$  および  $S_v$  はガウス分布 ( $S_u = S_v = 0$ ) からずれるを表しておりそれぞれ次式で定義される.

$$S_u \equiv \overline{u^3}/u'^3, \quad S_v \equiv \overline{v^3}/v'^3 \quad (2.24)$$

図-2.16 はスキューネス  $S_u$ ,  $S_v$  の鉛直分布をプロットしたものである. 図から植生外部では  $S_u$  は負値,  $S_v$  は正値をとっており, Nakagawa & Nezu(1977)<sup>22)</sup>の境界層流れの結果と一致する. これに対して, 植生内部では  $S_u$  は正値,  $S_v$  は負値をとる. 植生先端部付近で  $S_u$ ,  $S_v$  はピークをもつことから主流および鉛直方向に大きな組織変動が存在することが示唆される. また  $S_u$  および  $S_v$  のピーク値はそれぞれ 1 および -1 程度であり, この値は境界層流

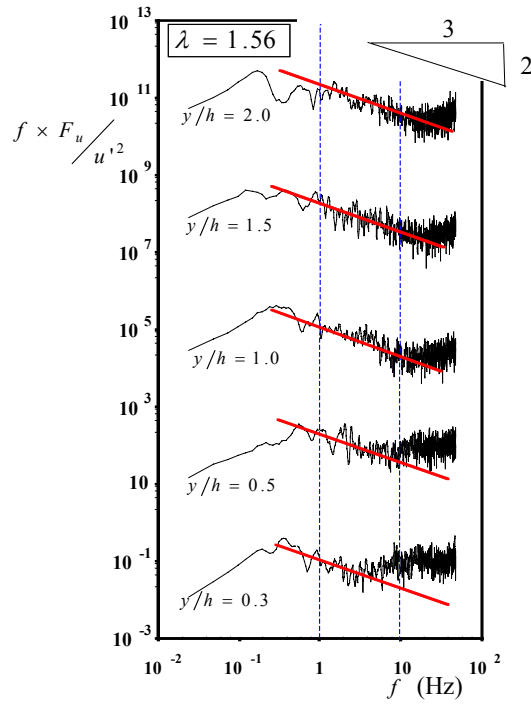


図-2.17 主流速スペクトル分布（赤線は-5/3 乗則を示す）

れよりも大きく、注目される。これは Brunet ら(1994)<sup>6)</sup>の大気キャノピー流れの値と一致している。

また図中には比較のため sweep と ejection の寄与の差  $\Delta RS \equiv RS_4 - RS_2$  を併示している。Raupach ら(1991)<sup>5)</sup>は風洞実験結果から以下の関係式を得ている。

$$\Delta RS \equiv (RS_4 - RS_2) = C \cdot S_u \quad (2.25)$$

Raupach ら(1991)<sup>5)</sup>の結果では  $C=0.37$  である。本研究結果でも  $S_u$  と  $\Delta RS$  はよく似た挙動を示すが、 $C$  は  $0.37$  よりも大きい。

$$\Delta RS \cong S_u \quad (\text{in aquatic canopy flows}) \quad (2.26)$$

#### (4) スペクトル特性

図-2.17は  $\lambda = 1.56$  の植生層の内外における主流速成分の周波数パワースペクトル  $F_u(f)$  を示したものである。スペクトルは周波数  $f$  と乱れ強度  $u'$  で無次元表示した。図中には慣性小領域における Kolmogoroff の-5/3 乗則（ここでは周波数  $f$  をかけているため-2/3 乗則となる）も併示した。植生層外 ( $y/h \geq 1$ ) の結果ではスペクトルは  $1 < f < 10 \text{ Hz}$  の慣性小領域

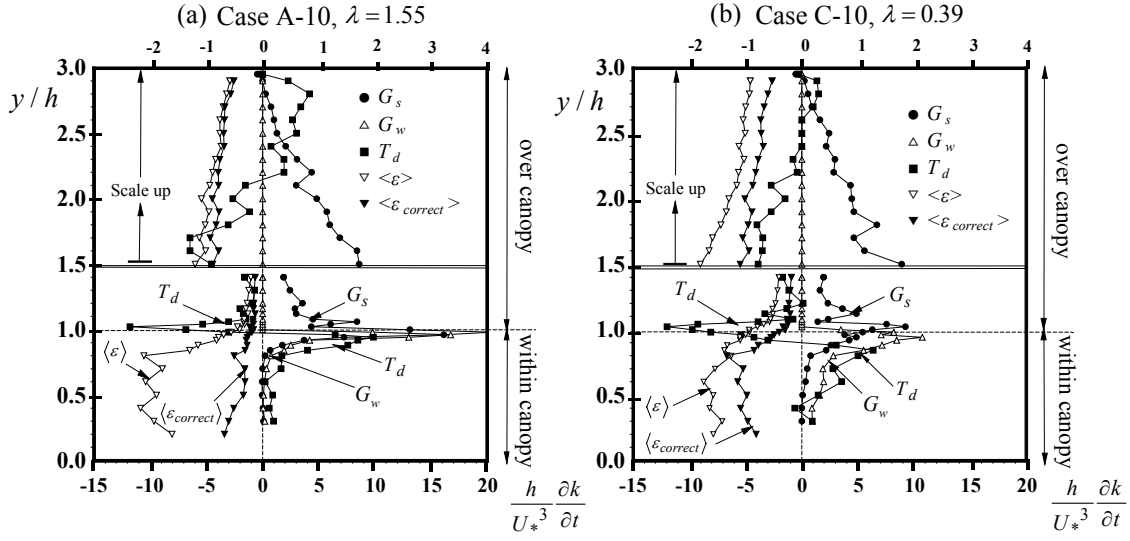


図-2.18 乱れエネルギー方程式(TKE)の収支

において $-5/3$ 乗則に従うことがわかる．一方で植生層内( $y/h < 1$ )では狭い周波数レンジ( $1 < f < 5 \text{ Hz}$ )でしか $-5/3$ 乗則が成立せず、 $10 \text{ Hz}$ 以上の高周波数レンジで増加傾向がみられる．これは植生要素背後に生成される後流渦から乱れエネルギーが供給されることによるもの<sup>8)</sup>と考えられる．この特性は路床に近いほど顕著となるが、自由水面近傍のスペクトルは、植生層からの組織乱流の影響が小さくなるため、境界層型のスペクトル分布に近づいている．

##### (5) 乱れエネルギー方程式(TKE)収支特性

次に、乱れエネルギー $k$ の生成への Dispersive 効果を乱れエネルギー(TKE)の輸送方程式の収支バランスから考察する．乱れエネルギー $k$ は次式で定義される．

$$k \equiv \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (2.27)$$

本実験では横断方向成分 $w(t)$ は計測していないので、 $k$ を次の形で近似する．

$$k = \frac{1}{2}(u'^2 + 2v'^2) \quad (2.28)$$

Raupach ら(1996)<sup>7)</sup>が説明しているように、乱れエネルギーの輸送方程式を平面平均すると式(2.29)が導出される．

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \langle G_s \rangle + G_w + \langle T_t \rangle + T_d + \langle T_p \rangle + \langle T_v \rangle - \langle \varepsilon \rangle \quad (2.29)$$

式(2.29)の右辺の各項は乱れエネルギーの生成や輸送などのソースやシンクとなるものでそれぞれ以下のように表される．

$$\text{(shear 生成項)} \quad \langle G_s \rangle = -\langle \overline{uv} \rangle \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y} \quad (2.30)$$

$$\text{(wake 生成項)} \quad G_w = \left\langle \overline{u_i u_j}'' \frac{\partial U_i''}{\partial x_j} \right\rangle \quad (2.31)$$

$$\text{(乱れ拡散項)} \quad \langle T_t \rangle = -\frac{\partial}{\partial y} \langle \overline{vk} \rangle \quad (2.32)$$

$$\text{(dispersive 輸送項)} \quad T_{dis} = -\frac{\partial}{\partial y} \langle V'' k'' \rangle \quad (2.34)$$

$$\text{(圧力拡散項)} \quad \langle P_d \rangle = -\frac{\partial}{\partial y} \langle \overline{vp} \rangle \quad (2.35)$$

$$\text{(粘性拡散項)} \quad \langle V_d \rangle = -\nu \frac{\partial^2}{\partial y^2} \langle k \rangle \quad (2.36)$$

右辺 1 項と 2 項はいずれも乱れの生成に関するもので、 $G_s$  は通常の境界層や開水路流れの流速シアによる生成項(shear-generation)である． $G_w$  は流速成分の分散効果による乱れ生成項(wake-production)で、物理的には植生後流渦による平均流エネルギーから乱れエネルギーへの発生を示すものである．またこれは平面平均操作により生じた見かけの項である<sup>13)</sup>．Raupach ら(1986)<sup>3)</sup>は  $G_w$  を計測値を用いて定義式(2.31)から計算すると差分誤差が大きいことを指摘し、式(2.37)で近似することを提案している．

$$G_w \equiv \left\langle -\overline{u_i u_j}'' \frac{\partial U_i''}{\partial x_j} \right\rangle \approx \langle U \rangle (f_{Fx} + f_{Vx}) \quad (2.37)$$

粘性応力  $f_{Vi}$  を無視し、式(2.11)を用いると、式(2.37)は以下のようになる．

$$G_w = \langle U \rangle \left( \frac{\partial \langle -\overline{uv} \rangle}{\partial y} + \frac{U_*^2}{H-h} \right) \quad (\text{within the canopy, i.e., } y \leq h) \quad (2.38)$$

$T_{dis}$  と  $V_d$  は十分に小さい．これらは無視すると、TKE 方程式は

$$G_s + G_w + (T_t + P_d) = \langle \varepsilon \rangle \quad (2.39)$$

$G_s$ 、 $G_w$  は LDA 計測結果を用いてそれぞれ式(2.30)、(2.38)から計算した．TKE の輸送項  $T_t$

は  $\overline{k \cdot v} = \overline{u^2 v} / 2 + \overline{v^3}$  を用いて実験値から求めることができる．一方、圧力輸送項  $P_d$  は圧力を計測できないため、式(2.35)から直接計算することができない．このため Brunet ら(1994)<sup>6)</sup> や Nepf & Vivoni(2000)<sup>19)</sup> は式(2.39)の残差から計算している．

逸散率  $\varepsilon$  は主流速成分の周波数スペクトル  $F_u(f)$  に式(2.40)の Kolmogoroff の-5/3 乗則と Tayler の凍結乱流仮説を併用して算出した(Nezu & Nakagawa(1993)<sup>23)</sup>).

$$f \cdot F(f) = C \cdot \varepsilon^{2/3} \cdot (2\pi f / U_c)^{-2/3} \quad (2.40)$$

ここで  $F(f)$  は波数スペクトル、 $U_c$  は組織構造の移流速度および  $C$  は Kolmogoroff の定数で  $C = 0.5$  である．図-2.17 で示したように、 $F(f)$  が  $f$  の-5/3 乗則に従う慣性小領域が存在するから、式(2.40)に周波数スペクトルの実測値を代入すれば  $\varepsilon$  が計算できる．

図-2.18 は  $\lambda = 0.38$  および 1.56 について  $G_s$ 、 $G_w$ 、 $T_t$  および  $\langle \varepsilon \rangle$  の鉛直分布を示したものである．いずれのケースにおいても流速シアによる乱れの生成項  $G_s$  は植生先端付近でピークをもち、レイノルズ応力分布(図-2.13)が植生先端でピークをもつことと対応する．植生の wake による乱れの生成項  $G_w$  も同様に植生先端付近で最大値をもち底面に向かって減少する． $G_w$  は  $G_s$  と比べて同程度の大きさを持ち、特に  $\lambda = 0.38$  では植生層内の大部分で  $G_s$  よりも大きくなっており、注目される．このことから植生流れ場の TKE 収支特性は境界層と異なり、流速シアによる乱れに加えて植生の分散効果による乱れ生成が促進されることがわかる．

一方、乱流拡散項  $T_t$  は植生層内の先端から外部にかけて負値をとり、植生内部では  $T_t$  は正値をとる．この傾向は大気植生の既往研究の結果<sup>6)</sup>と一致している．これは図-2.15 に示したように強い sweep によって乱れエネルギーが下方に輸送されることを示している．植生内部では  $G_s$  および  $G_w$  とともにほぼゼロとなることから、植生底部付近の乱れエネルギーは上層からの乱流拡散によって維持されることがわかる．

$U_c = U$  として計算した逸散率  $\langle \varepsilon \rangle$  は植生内部で一定値をもち、植生先端部に向かって減少している．shear 生成、wake 生成および上層からの拡散によって植生層内で増加した乱れエネルギーが熱に変換することが理解できる．また  $\langle \varepsilon \rangle$  の値は生成項  $G_s + G_w$  に比べて大きく、乱れエネルギー収支のバランスがとれていない．これは組織構造の移流速度  $U_c$  が時間平均流速  $U$  よりも大きいためだと考えられる．これについては図-2.21 で詳述する．そこで本研究では後述する PIV の実測値から移流速度  $U_c$  を評価して式(2.40)より計算した逸散率を  $\langle \varepsilon_{correct} \rangle$  を併示している．他項との収支バランスを考えると移流速度に実測値を用いた  $\langle \varepsilon_{correct} \rangle$  の方が妥当な結果であるといえる．

## (6) 時空間相関特性と長さスケール

本節では多点同時解析のメリットを生かして時空間相関解析を行う．乱れの  $x$  方向成分  $u$  の時空間相関係数は次の式 (2.41) で定義される．

Case C-10

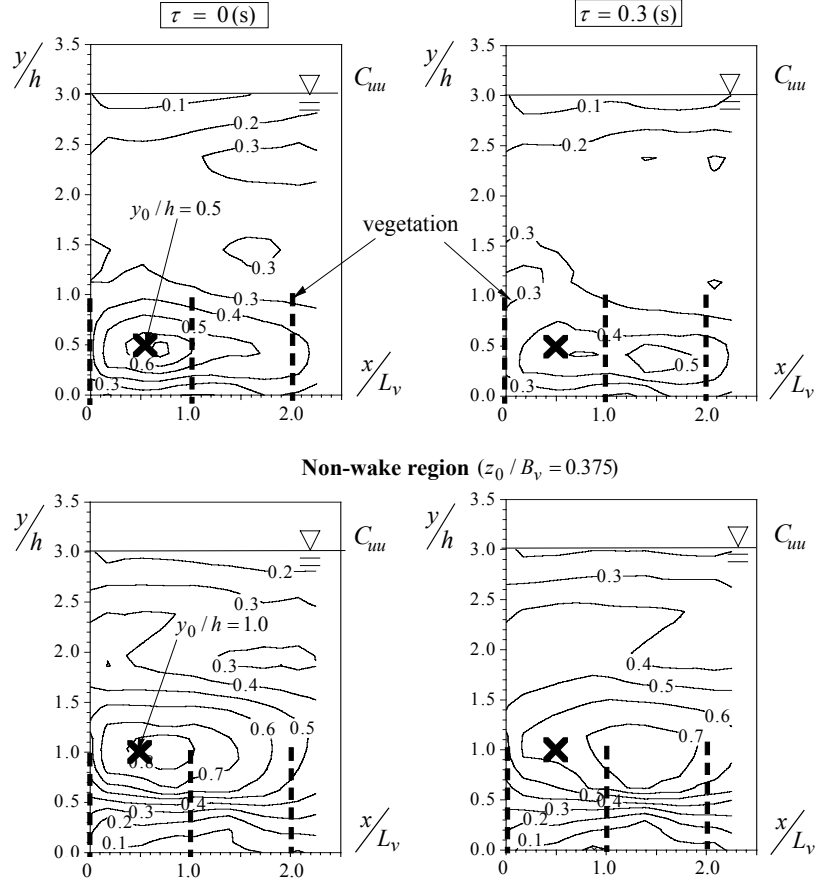
Non-wake region ( $z_0 / B_v = 0.375$ )

図-2.19 時空間相関解析

$$C_{uu}(\Delta x, \Delta y; \tau) \equiv \frac{\overline{u(x_0, y_0, t) \cdot u(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, t + \tau)}}{\overline{u'(x_0, y_0) \cdot u'(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y)}} \quad (2.41)$$

ここで  $(x_0, y_0, z_0, t_0)$  はある時刻  $t_0$  における固定点の座標,  $(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z, t_0 + \tau)$  は遅れ時間  $\tau$  における移動点の座標,  $\Delta x, \Delta y$  および  $\Delta z$  は遅れ距離を表す. 図-2.19 に  $\lambda = 0.38$  のケースの時空間相関  $C_{uu}$  のコンターをそれぞれ示す. これらの図は, 遅れ時間  $\tau = 0.0$  (s) および  $\tau = 0.3$  (s) における  $C_{uu}$  を示している. また, 固定点の  $x$  方向位置  $x_0$  は植生要素の隙間 ( $x_0 / B_v = 3.0$ ) とした. 固定点の鉛直位置  $y_0$  は植生内部  $y_0 / h = 0.5$  と植生先端  $y_0 / h = 1.0$  の2通り選定した. さらに固定点の横断位置  $z_0$  は non wake 面と wake 面に選定してその差異を比較した. なお, 移動点の横断位置は固定点に一致させた ( $\Delta z = 0$ ).

まず  $y_0 / h = 1.0$  において  $\tau = 0.0$  (s) で固定点を中心とする高相関分布がみられる. さらに  $\tau = 0.3$  (s) においても固定点よりも下流側にピーク相関構造がみられ, 組織構造の移流が観察される.  $y_0 / h = 0.5$  の non-wake 面においても同様の傾向がみられるが, wake 面では  $\tau = 0.3$  (s) において明確なピーク相関が観察されない. これは植生要素の存在によって植生層内では組織構造の流下輸送がしば断されるからである. このように植生の存在によって,



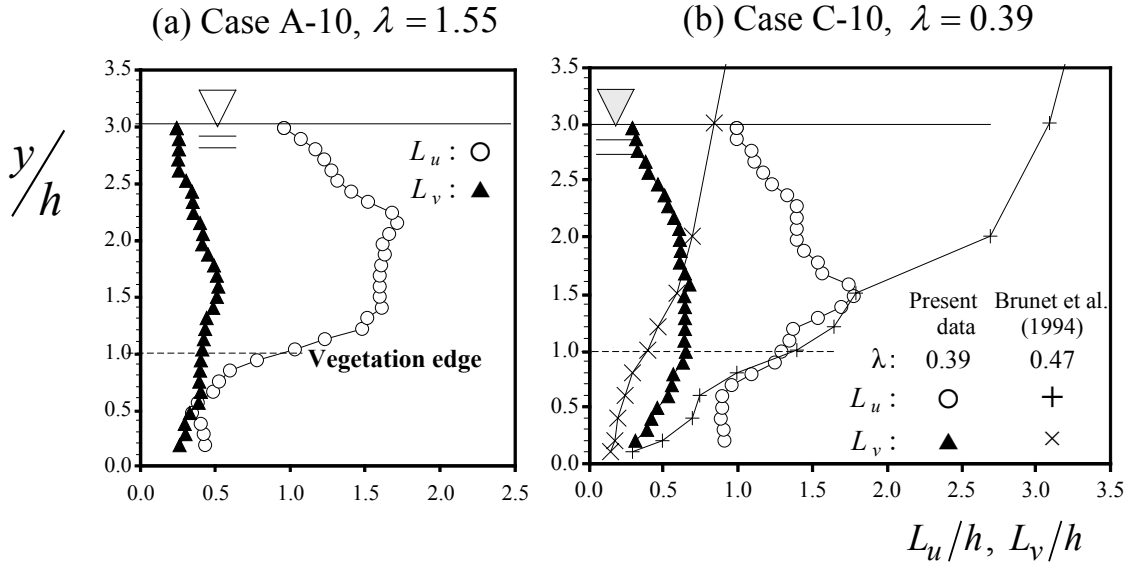


図-2.20 時間平均渦の長さスケール分布

植生層の内外において組織構造の移流特性は大きく異なることがわかる。

一般に、渦の主流方向の長さスケール  $L_{x,u}$  および  $L_{x,v}$  は、流速成分の時空間相関係数  $C_{uu}$  (図-2.19)を積分して次のように計算される。

$$L_{x,u} = \int_0^\infty \frac{\overline{u(x_0, y_0) \cdot u(x_0 + \Delta x, y_0)}}{\overline{u'(x_0, y_0) \cdot u'(x_0 + \Delta x, y_0)}} d(\Delta x)$$

$$= \int_0^\infty C_{uu}(\Delta x, \Delta y = 0; \tau = 0) d(\Delta x) \quad (2.42)$$

$$L_{x,v} = \int_0^\infty \frac{\overline{v(x_0, y_0) \cdot v(x_0 + \Delta x, y_0)}}{\overline{v'(x_0, y_0) \cdot v'(x_0 + \Delta x, y_0)}} d(\Delta x) \quad (2.43)$$

$L_{x,u}$  および  $L_{x,v}$  は主流速成分  $u$  および鉛直流速成分  $v$  を用いて計算された長さスケールである。図-2.20 に  $L_{x,u}$  および  $L_{x,v}$  の鉛直方向分布を示す。ケース A ( $\lambda = 1.56$ ) およびケース C ( $\lambda = 0.38$ ) の non-wake 面について示した。  $L_{x,u}$  と  $L_{x,v}$  ともに植生層内から層外にかけて増加し、植生層外でピーク値を取って水面側に向けて減少する。値の大きさは植生層外 ( $y/h > 1.0$ ) において  $L_{x,u}$  が  $L_{x,v}$  よりも大きいことがわかる。興味深い点は植生層内 ( $y/h < 1.0$ ) において、植生密度の小さなケース C ( $\lambda = 0.38$ ) の方がケース A ( $\lambda = 1.56$ ) よりも大きな長さスケールをもつことがわかる。これはケース A よりも C の方が、sweep が植生層内の底近くまで入り込みやすいためと考えられる。

相関関数  $C_{uu}$  (図-2.19) より組織構造の流下方向への移流速度  $U_c$  が次のように求められる。

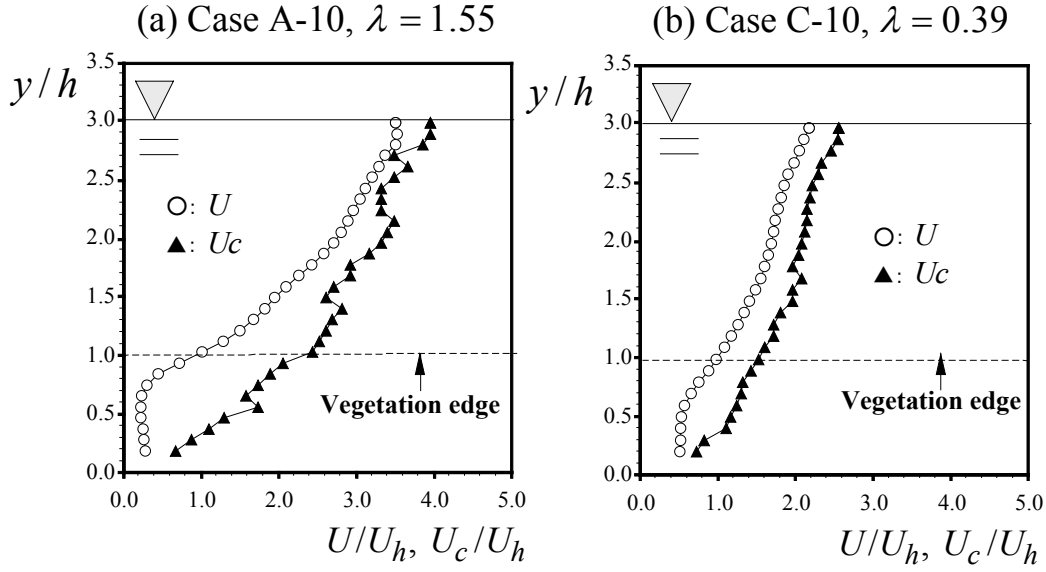


図-2.21 時間平均渦の移流速度分布

$$U_c = \frac{\Delta x}{\tau_{max}} \quad (2.44)$$

ここで、 $\tau_{max}$  は固定点から流下方向  $x$  に  $\Delta x$  ずらした移動点において時空間相関  $C_{uu}$  が最大となる遅れ時間である。また  $C_{uu}$  から計算した移流速度を  $U_c$  とする。図-2.21 に  $x/B_v = 5$  の non wake-line における移流速度の鉛直方向分布を示す。図には比較のために時間平均流速  $U$  の鉛直分布もプロットした。 $U_c$  は植生層内から水面に向かって増加する。さらに平均流速  $U$  よりも大きくなり、特に  $y/h < 1.0$  の植生層内では、 $U_c$  は平均流速  $U$  の 2 倍以上の大きさをもち、注目される。これは sweep ( $u > 0, v < 0$ ) による影響で、大規模な高速流体塊が植生層内に浸入するためその移流速度は平均流速より大きくなるものと考えられる。すなわち周期的に発生する大規模 sweep の寄与によって  $U_c$  が平均流速  $U$  よりも大きくなる。大気キャノピー流れにおいて同様に Raupach ら (1986)<sup>3)</sup> も植生内部 ( $y/h < 1.0$ ) で組織渦の移流速度  $U_c$  は平均流速  $U$  よりも大きくなることを報告しており、彼らの傾向と一致した。

## 2.6 PIV による組織乱流構造の画像解析

### (1) 流れ場の領域区分

植生開水路流れは鉛直方向に流れが複雑に変化するので、領域区分すると考えやすい。既往研究<sup>12,19)</sup>でも2層や3層に区分している。模式図を図-2.22に示す。

1. 第I層：Wake zone ( $0 \leq y \leq h_p$ )

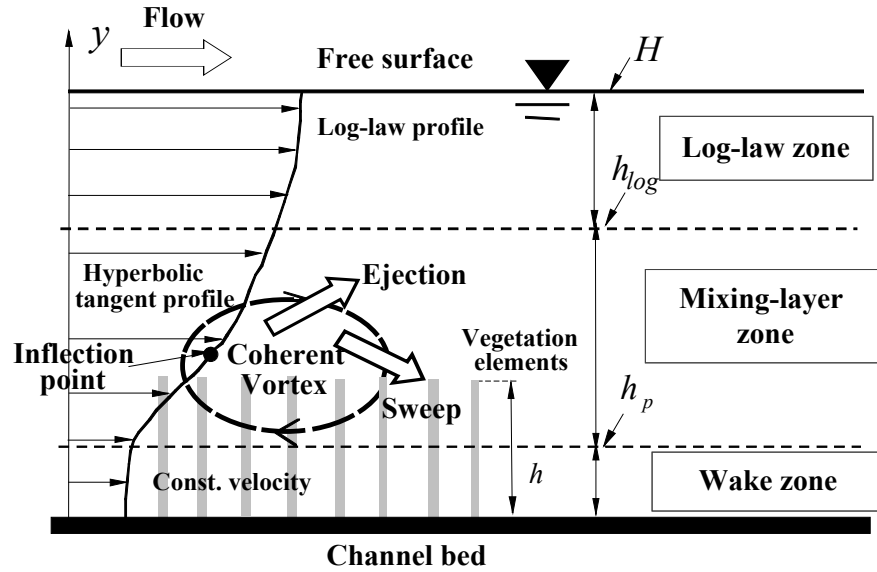


図-2.22 植生流れの領域区分

第Ⅰ層は非水没植生流れに類似した特性を持つ底面側の領域で，この領域の上端高さは Nepf & Vivoni (2000)<sup>19)</sup> が定義したレイノルズ応力の浸透高さ  $h_p$  である．この領域の特徴として，流速分布がほぼ一定であり，水平方向の輸送が卓越する点が挙げられる．

2. 第Ⅱ層：Mixing-layer zone ( $h_p \leq y \leq h_{\log}$ )

第Ⅱ層は主流速の鉛直方向変化が大きく，植生先端部の流速シアーが大きい領域であり，混合層に似た性質を持つ．図中の  $\delta$  は第Ⅱ層の厚さで，この領域ではせん断不安定による組織乱流構造が発生・発達する． $U_1$  と  $U_2$  は第Ⅱ層を混合層と考えたときの低速側流速および高速側流速の代表値である．また，K-H 不安定性によって sweep や ejection といった組織渦が発生し，鉛直方向の輸送が大きいことも特徴である．

3. 第Ⅲ層：Log-law zone ( $h_{\log} \leq y \leq H$ )

第Ⅲ層は，植生による影響が小さく粗面対数則が成立する水面側の領域である．この領域の下端高さを  $h_{\log}$  とする．この領域の特徴として，流速シアーの影響が小さいために鉛直方向の輸送に比べ水平方向の輸送が卓越する点が挙げられる．

本節の前半ではこのような3層の領域区分が有効であるかをまず検討した．

(2) かぶり水深効果の検討

図-2.23 に全ケースについて時間平均した主流速  $U$  の分布を比較した． $U$  の値は植生先端 ( $y = h$ ) における主流速の値  $U_h \equiv U(y = h)$  で無次元化している．全ケースで植生先端付近の Mixing-layer zone で流速シアー  $\partial U / \partial y$  が大きくなり，植生内部 ( $y/h < 1$ ) で流速が一定

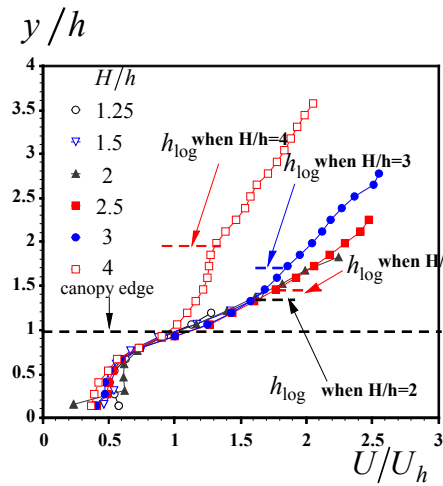


図-2.23 時間平均主流速分布の比較

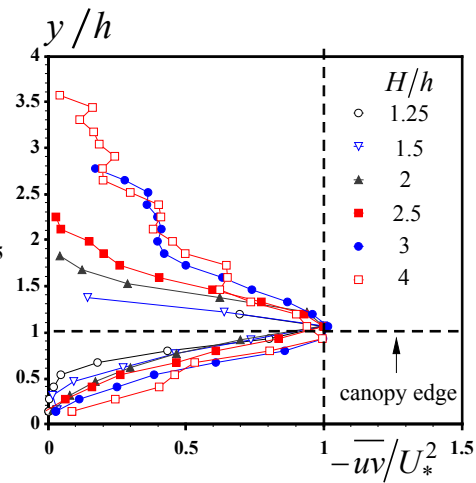


図-2.24 レイノルズ応力分布の比較

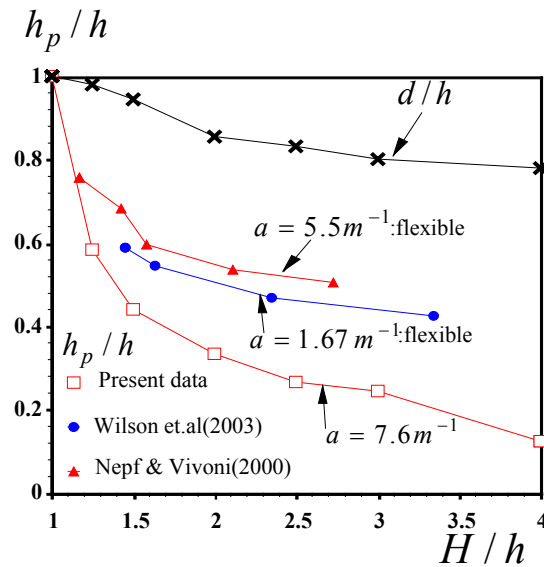


図-2.25 レイノルズ応力の浸透厚さ

流速  $U_1$  に近い値をとる領域(Wake zone)が存在している．かぶり水深領域( $y/h > 1$ )では水面付近で粗面对数則が成立する Log-law zone が存在することがわかった．図中にはこの第Ⅲ層の下端高さ  $h_{\log}$  を図示した．水深が大きくなると  $h_{\log}$  は増加し，Log-law zone の厚さが増大するのがわかる．

図-2.24 に全ケースのレイノルズ応力  $-\overline{uv}/U_*^2$  の分布を示す．摩擦速度  $U_*$  は植生先端でのレイノルズ応力のピーク値とした．かぶり水深が増加するとレイノルズ応力が植生内部に浸透して大きくなる特性がみられる．この特性を定量評価するために Nepf & Vivoni (2000)<sup>19)</sup> はレイノルズ応力の浸透高さ  $h_p$  は植生内部でレイノルズ応力のピーク値の 10% となる高さで定義した．図-2.25 に本実験値の  $h_p$  を既往研究<sup>19), 20)</sup> と比較して示す．なお，既

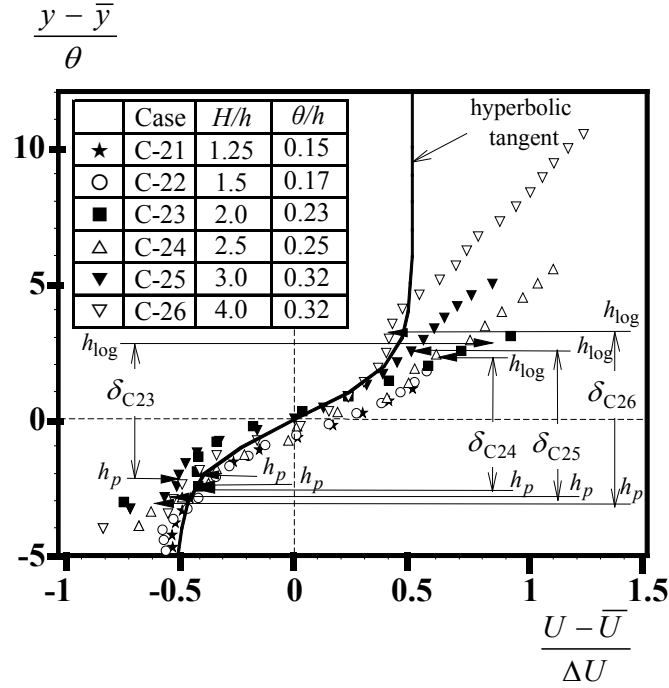


図-2.26 混合層型流速分布との比較

往研究はいずれも可動変形する植生モデルを用いた室内実験である． $h_p$  はかぶり水深が増加すると減少しており既往研究の傾向と定性的に一致する．本研究の結果は既往研究<sup>19), 20)</sup>と比較して植生密度が大きいにも関わらず，全体的にこれらの結果よりも小さい値をとり，より多くの運動量が植生内部に輸送されることがわかる．これは既往研究では植生が振動するために輸送エネルギーが植生の変形にも消費されるためと思われる興味深い．Log-law zone で成立する粗面对数則の原点移動量 $d$ も図-2.25 に併記したが， $h_p$ と同様に水深が増大すると減少する．このことはかぶり水深の増加とともに植生の粗面としての効果が小さくなることを意味している．

### (3) 混合層型流速分布との比較

次に植生先端付近の第Ⅱ層(図-2.22)と混合層の類似性について検討するために，図-2.26に混合層で成立する hyperbolic tangent 型の流速分布と比較した．混合層型の流速分布は次式で近似される<sup>25,26)</sup>．

$$\frac{U - \bar{U}}{\Delta U} = \frac{1}{2} \tanh\left(\frac{y - \bar{y}}{2\theta}\right) \quad (2.45)$$

ここで $\bar{U} = 1/2(U_1 + U_2)$ ， $\Delta U = U_2 - U_1$ ， $\theta$ は運動量厚さで流れ場から決定される．高速側主流速 $U_1$ は Mixing-layer zone と Log-law zone の境界高さ $y = h_{\log}$ での流速値，低速側主流速 $U_2$ は運動量の浸透高さ $y = h_p$ での流速値，混合層の中心 $\bar{y}$ は $\bar{y} = (h_{\log} + h_p)/2$ とし

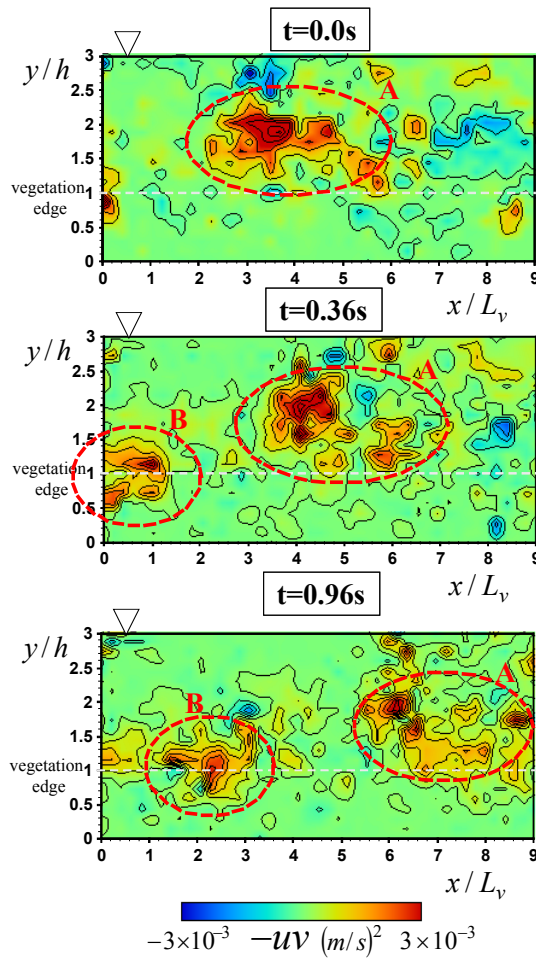


図-2.27 瞬間レイノルズ応力分布

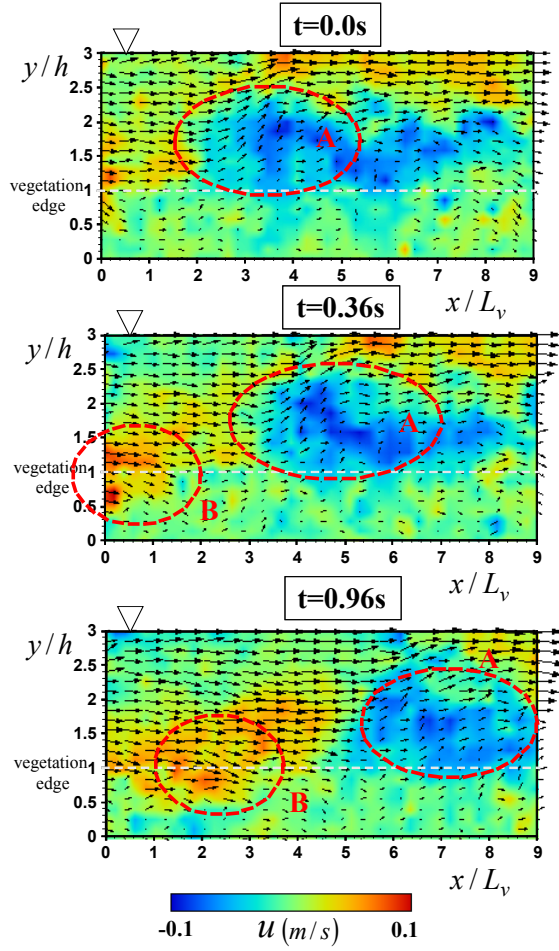


図-2.28 瞬間ベクトル分布

た．図中には各ケースの  $h_{\log}$ 、 $h_p$  を破線で併示した．いずれのケースも第Ⅱ層では式(2.45)の曲線に近い分布をもつ．またかぶり水深が大きいほど混合層厚  $\delta$  は大きくなる．一方で  $H/h=1.25$  および  $1.5$  のケースでは水面によって混合層の発達が抑制され、混合層型分布との類似性は弱くなることがわかる．

#### (4) 組織渦構造の画像解析

図-2.27 および図-2.28 はそれぞれ  $H/h=3.0$  のケースにおける瞬間レイノルズ応力  $-uv$  の分布と瞬間ベクトル分布を時系列的に示したもので、同時刻のものを対応させている．図-2.28 中には乱れ変動成分  $u$  のコンターをカラー表示した． $t=0$  (s)では図-2.27 で植生層外部(破線部 A)において  $-uv$  の局所的に大きな正值分布がみられる．図-2.28 では破線部 A の領域で  $u < 0$  となり、低速流の上昇ベクトルである ejection ( $u < 0, v > 0$ )が発生しているのがわかる． $t=0.36$  (s)では ejection が流下方向に移流されている．またその上流側において植生層内部(破線部 B)で  $-uv$  の大きな正值分布がみられる．B では  $u > 0$  となり、高速流の下降ベクトルである sweep ( $u > 0, v < 0$ )が発生している． $t=0.36$  (s)では ejection,

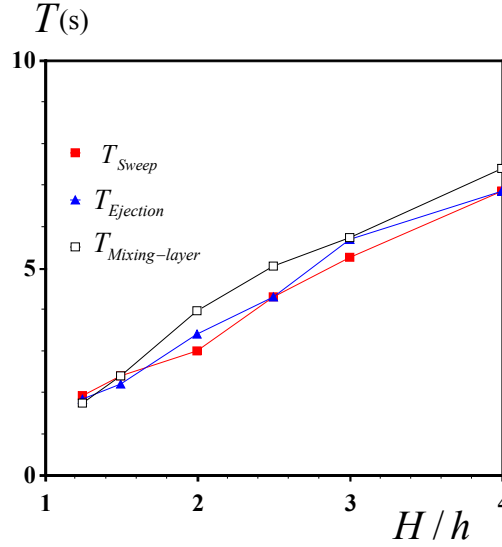


図-2.29 sweep, ejection の発生周期

sweep はともに流下方向に移流されている．このことから瞬間レイノルズ応力が大きな正值をとる領域は大規模な組織乱流構造の発生と対応している．また図-2.19 で考察した組織構造は ejection, sweep が交互に発生するような組織変動サイクルをもつことがわかった．

図-2.29 に全ケースについて植生先端部における sweep, ejection の発生周期  $T_{Sweep}$ ,  $T_{Ejection}$  と混合層の渦周期  $T_{Mixing-layer}$  を比較したものである．sweep, ejection の発生周期は瞬間ベクトル分布から発生した sweep および ejection の数をカウントして算出した．混合層の渦周期  $T_{Mixing-layer}$  は次式で与えられる最大発達率  $f = 1/T_{Mixing-layer}$  から計算される<sup>26)</sup>．

$$\frac{f\theta}{U} = 0.032 \quad (2.46)$$

図より sweep, ejection の発生周期  $T_s, T_e$  は全ケースでほぼ等しく，水深が大きくなると周期が長くなる傾向がみられた．これらの周期は混合層の周期  $T_M$  に近い値をもち，このことから植生流れと混合層のアナロジーがうかがえる．

Adrian(2000)<sup>27)</sup>の手法に従って組織渦構造の抽出を試みる．図-2.30 は図-2.28 と同時刻の局所主流速から植生先端 ( $y = h$ ) の移流速度  $U_c(h)$  を引いた移動座標系の瞬間ベクトル分布を時系列的に示したものである．ここで移流速度  $U_c(h)$  は時空間相関解析から計算している．また図-2.31 には図-2.28 と同時刻の瞬間渦度分布を示した． $t = 0$  (s) で ejection の発生域(破線部 A')において瞬間ベクトルが渦状になっており，図-2.31 の渦度分布でもこの領域で大きな正值をとることから，植生層外部で閉じた渦状の組織渦が発生するといえる． $t = 0.36$  (s) では破線部 A' の渦が流下方向に移流されている．また上流側の sweep 発生域(破線部 B')において瞬間ベクトルが渦状になっていて，渦度分布でもこの領域で局所的に大きな正值をとることから植生先端付近で植生内部に入りこむ渦といえる．このことから瞬間



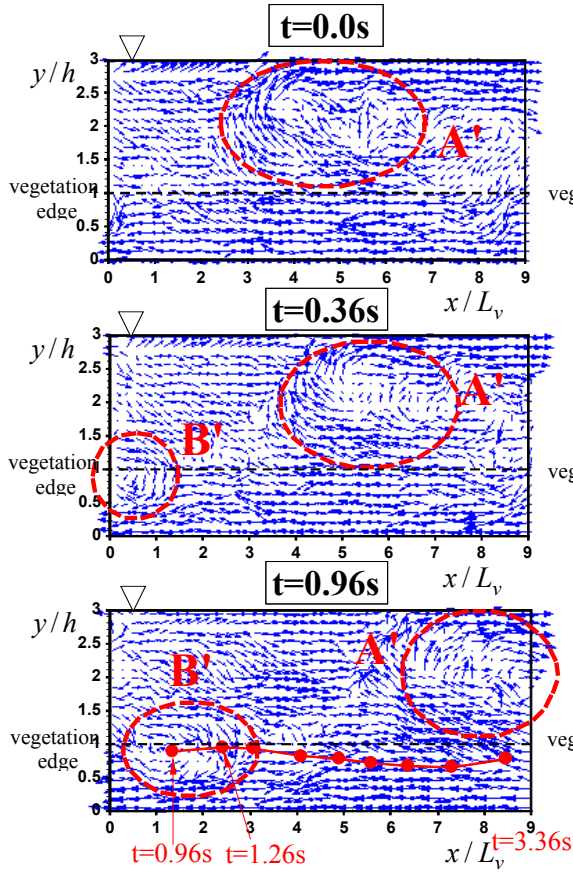


図-2.30 組織渦構造の抽出

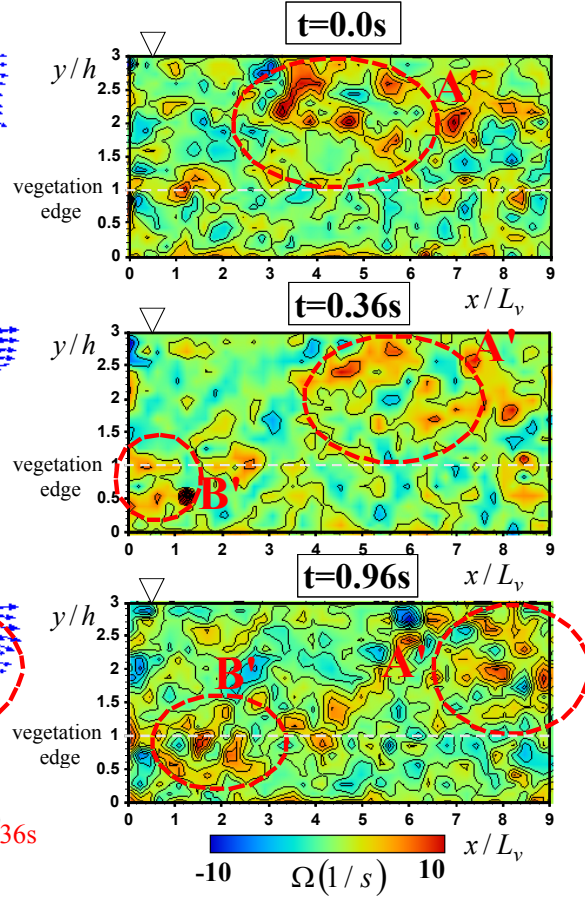


図-2.31 瞬間渦度分布

レイノルズ応力の極値分布から判定された sweep, ejection が組織渦を形成していることが確認される．なお A と A', B と B' の概略範囲はほぼ一致している．図-2.30 の  $t = 0.96$  (s) では破線部 A', B' の渦がともに流下方向に移流されている． $t = 0.96$  (s) の図には渦中心を渦度のピーク位置と仮定して破線部 B' の渦の挙動を 0.3(s) ごとに追跡したものを示した．植生先端にあった渦が植生内部に入り込む様子が観察される．また図-2.30 で抽出した渦構造は図-2.27 の  $-uv$  の正值分布にも対応することから，組織渦が植生流れの運動量輸送に寄与していると考えられる．

##### (5) 組織渦の長さスケール

PIV 計測では渦の流下方向と鉛直方向の長さスケール  $L_x$ ,  $L_y$  は次式から求めることができる．

$$L_x = \int_0^\infty \frac{u(x_0, y_0, t_0) u(x_0 + x, y_0, t_0)}{u'(x_0, y_0) u'(x_0 + x, y_0)} dx \quad (2.42)$$



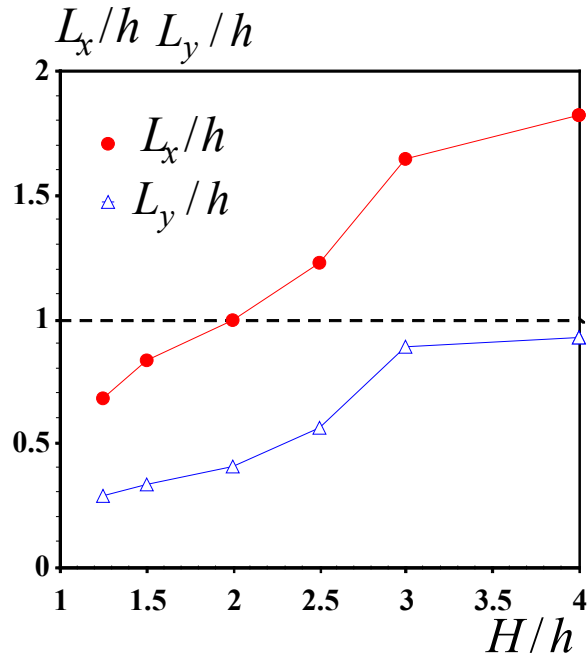


図-2.32 長さスケールの比較

$$L_y = \int_0^\infty \frac{u(x_0, y_0, t_0)u(x_0, y_0 + y, t_0)}{u'(x_0, y_0)u'(x_0, y_0 + y)} dx \quad (2.47)$$

図-2.32 に植生先端部における渦の長さスケール  $L_x$ ,  $L_y$  を全ケースについて比較した．全ケースにおいて  $L_x/L_y > 1$  となり植生先端部で長円形の渦が生成されていると考えられる． $L_x, L_y$  はともに水深が増大すると増加しており，かぶり水深が大きくなるほど大スケールの渦が発達する．また  $L_y$  が  $L_y/h = 1$  程度に収束するため，植生先端部での渦の鉛直方向の長さスケールは水深が増加しても植生の長さスケール  $h$  程度で一定値に達すると予測され，森林植生での渦スケール<sup>8)</sup>に一致するものと考えられる．

## 2.7 結語

本研究では流れに対して変形しない剛体植生を有する開水路流れを対象に PIV, LDA 計測を行った．植生流れは空間的に非一様であるため，統計処理に空間平均操作を導入した．前半部では大気植生研究の乱流解析手法を開水路植生流れに適用し，大気植生流れと比較することで，開水路植生流れの乱流構造について多くの知見を得た．後半部では開水路植生流れと大気植生流れの違いに着目し，開水路植生流れに与えるかぶり水深の効果について考察した．また植生流れに適用例の少ない PIV 法による画像計測を行い，組織渦の全体像を把握することを試みた．

- 1) 植生流れでは主流速鉛直分布は変曲点をもち、植生先端付近の流れ場は混合層と良く似た性質を示す。植生外部では主流速分布は対数則に従う。この粗面对数則のパラメータである粗度高さや原点移動量は植生長さで無次元化すれば既往の野外計測と同程度であることが確認できた。
- 2) 空間平均されたレイノルズ応力は植生外部で線形分布に従うことがわかり、この理論分布特性から摩擦速度が算出された。摩擦速度は植生密度が大きいほど増加する傾向がみられた。レイノルズ応力の浸透高さの比較から、植生密度が大きくなると運動量が植生層への浸透が遮蔽されることが示した。
- 3) スキューネス分布やレイノルズ応力の4象限区分解析によって植生層内部ではsweepがejectionよりも支配的であることが明らかにされた。これより植生流れではsweepによって運動量が植生内部に輸送されている。この傾向は植生密度が大きいほど顕著に表れており開水路植生流れに特有の乱流構造であるといえる。
- 4) 植生流れの乱れエネルギー(TKE)収支関係式は混合層とよく似た特性を示し、エネルギー輸送項の分布からsweepによって植生層外の乱れエネルギーが植生層内へ供給されることが明らかにされた。さらに植生先端付近では流速シアーによる乱れの生成(shear generation)と流速の分散効果による乱れの生成(wake generation)は同程度のオーダーをもつことがわかった。さらに
- 5) 渦構造の瞬間特性について考察し、組織渦構造はsweep, ejectionの発生と関係があり運動量輸送に寄与していることがわかった。組織構造の周期特性や渦の長さスケールからかぶり水深が増加すると大規模な組織構造が発達する。

#### 参考文献

- 1) Raupach, M.R., Thom, A.S. and Edwards, I. (1979): A Wind-Tunnel Study of Turbulent Flow close to Regularly Arrayed Rough Surface, *Boundary Layer Meteorology*, Vol.18, pp. 373-393.
- 2) Raupach, M. R. and Thom, A.S. (1981). Turbulence in and above Plant Canopies, *Ann. Rev. Fluid Mech.*13: pp.97-129.
- 3) Raupach, M.R., Coppin, P.A. and Legg, B.J. (1986). Experiments on Scalar Dispersion within a Model Plant Canopy, Part I: The Turbulence Structure, *Boundary Layer Meteorology* 35: 21-52.
- 4) Meyers, T.P. and Baldocchi, D.D. (1991). The Budgets of Turbulent Kinetic Energy and Reynolds Stress within and above a Deciduous Forest, *Agricultural and Forest Meteorology* 53: 207-222.
- 5) Raupach, M.R., Antonia, R.A. and Rajagopalan, S. (1991). Rough-wall Turbulent Boundary Layers, *Applied Mech. Rev.*, ASME, vol.44, pp.1-25.

- 6) Brunet, Y., Finnigan, J. J. and Rapach, M. R. 1994. A Wind Tunnel Study of Air Flow in Waving Wheat: Single-point Velocity Statistics, *Boundary-Layer Meteorology* 70: 95-132.
- 7) Raupach, M. R., Finnigan, J.J. and Brunet, Y (1996): Coherent Eddies and Turbulence in Vegetation Canopies: The Mixing-Layer Analogy, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.78, pp.351-382.
- 8) Finnigan J. (2000). Turbulence in Plant Canopies, *Ann. Rev. Fluid Mech.* 32: 519-572.
- 9) 清水義彦・辻本哲郎・中川博次・北村忠紀, (1991): 直立性植生層を伴う流れ場の構造に関する実験的研究, 土木学会論文集, 第 438 号, pp.31-40.
- 10) Nepf, H. M. (1999). Drag, Turbulence, and Diffusion in Flow through Emergent Vegetation, *Water Resources Research*, 35: 479-489.
- 11) 池田裕一, 金成修一, 須賀堯三 (2001): 条件付抽出法による側岸部植生境界における組織乱流構造の 3 次元構造の基礎的研究, 水工学論文集, 第 45 巻, 土木学会, pp.853-858.
- 12) Poggi, D., Katul, G.G. and Albertson, J.D. (2004). A Note of Dispersive Fluxes to Momentum Transfer within Canopies, *Boundary-Layer Meteorolog*, Vol.111, pp.615-621.
- 13) Poggi, D., Porpotato, A. and Ridolfi, L. (2004). The Effect of Vegetation Density on Canopy Sub-layer Turbulence, *Boundary-Layer Meteorolog*, Vol.111, pp.565-587.
- 14) 棚津家久・山上路生・岡本隆明, (2006): 植生キャノピー開水路流れの乱流構造とディスペルシブ効果に関する実験的研究, 水工学論文集, 第 50 巻, 土木学会, pp.1135-1140.
- 15) Nezu, I. and Onitsuka, K. (2001). Turbulent Structure in Partly Vegetated Open-channel Flows with LDA and PIV Measurements, *Jour. of Hydraulic Research*, Vol.39:,pp.629-642.
- 16) Nikora, V., Lamed, S., Nikora, N., Debnath, K., Cooper, G. and Reid, M. (2008). Hydraulic resistance due to aquatic vegetation in small streams: field study, *J. of Hydraulic Engineering*, 134(9), 1326-1332
- 17) Maltese. A, Cox. E, Folkard, A.M., Ciruolo. G, Loggia G.L. and Lombardo, G. (2007): Laboratory measurements of flow and turbulence in discontinuous distributions of ligulate seagrass, *J. of Hydraulic Eng*, Vol.133, pp.750-760
- 18) Nikora, V., McEwan, I., McLean, S., Coleman, S., Pokrajac, D. and Walters, R. (2007). Double-averaging Concept for Rough-bed Open-channel and Overland Flows: Theoretical Background, *Jour. of Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.133:873-883.
- 19) Nepf, H. M. and Vivoni, E. R. (2000). Flow Structure in Depth-limited, Vegetated Flow, *Jour. of Geophysical Res.* Vol.105: 28547-28557.
- 20) Jackson, P.S. (1981): On the Displacement Height in the Logarithmic Velocity Profile, *Journal of Fluid Mech.*, Vol. 111, pp.15-25.
- 21) Wilson, C.A.M.E., Stoesser, T., Bates, P.D. and Pinzen, A.B. (2003). *Jour. of Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.129: pp.847-853.
- 22) Wilson, N.R. and Shaw, R.H. (1977): A Higher Order Closure Model for Canopy Flow, *J. of*

*Applied Meteorology*, Vol.16, pp.1197-1205.

- 23) Nakagawa, H. and Nezu, I. (1977). Prediction of the Contributions to the Reynolds Stress from the Bursting Events in Open-channel Flows, *Jour. of Fluid Mechanics* Vol.80: pp.99-128.
- 24) Nezu, I. and Nakagawa, H. (1993). *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema.
- 25) Ghisalberti, M. and Nepf, H. (2002). Mixing Layers and Coherent Structures in Vegetated Aquatic Flows, *Jour. of Geophysical Research*, Vol.107: pp.310-311.
- 26) Ho, C.M., Huerre, P. (1984). Perturbed free shear layers, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol.16, pp.365-424.
- 27) Adrian, R.J., Meinhardt, C.D. and Tomkins, C.D. (2000). Vortex Organization in the Outer Region of the Turbulent Boundary Layer, *Jour. of Fluid Mech.*, Vol.422: pp.1-54.

## 第3章

### 柔軟植生流れの藻波の発生メカニズムの解明

### 3 章に関連のある論文リスト

#### <英文>

1. Okamoto, T., Nezu, I. and Sanjou, M.: Monami phenomena in open-channel flows with flexible vegetations, *Proc.of 2<sup>nd</sup> International Symposium on Shallow flows*, Hong Kong, paper A0061, 2008.
2. Nezu, I., Sanjou, M. and Okamoto, T.: LDA measurements of turbulent structure in flexible vegetated open-channel flow, *Proc.of 2<sup>nd</sup> International Symposium on Shallow flows*, Hong Kong, paper A0074, 2008
3. Okamoto, T., Nezu, I. and Sanjou, M.: PIV measurement of turbulence structure and monami phenomena in open-channel flows with flexible vegetation, *Proc.of 8<sup>th</sup> ICHE conference*, Nagoya, (8 pages on CD-ROM) , 2008.
4. Okamoto, T. and Nezu, I.: Turbulence structure and “Monami” phenomena in flexible vegetated open-channel flows, *J. of Hydraulic Res.*, Vol.47, pp.798-810, 2009
5. Nezu, I., and Okamoto, T.: Effects of Vegetation Density on Coherent Structure in Flexible Vegetated Open-Channel Flow, *Proc. of 33-rd IAHR Congress*, Vancouver (6 pages on CD-ROM) , 2009

#### <和文>

6. 岡本隆明・瀬津家久・山上路生：柔軟性を有する植生開水路流れの組織乱流構造と藻波現象に関する実験的研究，土木学会論文集 B，Vo.65, No.3, pp.190-202, 2009.

### 3.1 概説

実河川の水中植生(aquatic canopy)は柔軟性を有し、流れに対して変形、揺動する。特に植生高さより水深が大きいかぶり流れにおいて水中植生が群体的に揺動する現象を Ackerman & Okubo(1993)<sup>1)</sup>は「藻波(Monami)現象」と名付けた。これは稲穂などの陸生植生(terrestrial canopy)の群体運動を呼称する「穂波(Honami)現象」と区別する呼称であり、いずれも日本語が国際語になっている。室田・福原(1983)<sup>2)</sup>は柔軟な植生モデルを用いてホットフィルム流速計で乱流計測を行い、流速変動のスペクトルから流れと植生の揺動に密接な関係があることを示した。また彼らは、植生の組織的揺動は植生密度が大きい場合に発生すると示唆した。池田ら (1995)<sup>3)</sup>は柔軟な植生場について PIV 計測を行って、藻波の発生原因を研究し、注目される。すなわち、植生によって流れが不安定になり、それが組織渦として流下方向に伝わり植生を変形させるためであるとした。辻本・北村(1998)<sup>4)</sup>は植生の変形効果によって流れの抵抗が減少し、また揺動の効果によって流れの抵抗が変化することを示した。

Grizzle ら(1996)<sup>5)</sup>は実河川で現地計測を行い、流速が大きくなると植生が組織的に揺動し、藻波が発生することを示した。Nepf & Vivoni (2000)<sup>6)</sup>は超音波流速計(ADV)を用いて植生流れの組織乱流構造に及ぼすかぶり水深の影響を調べた。全水没植生流れでは植生層下部の水平輸送が卓越する領域と植生層上部の鉛直輸送が卓越する領域の 2 つに区分されることを明らかにした。またこれらの領域区分はかぶり水深、植生密度、剛性によって異なっている。さらに、Ghisalberti & Nepf(2002)<sup>7)</sup>は柔軟な植生場と混合層の類似性に着目した。彼らは組織渦の発生周波数は渦の挙動やサイズに依存するが、混合層の発達段階に依存しないことを示すとともに、藻波現象が乱れの輸送構造に与える影響について調べた。

田村・灘岡(2002)<sup>8)</sup>は、可撓性の有無が藻場キャノピー層とその周辺の流動構造にどのような影響を与えるかを調べるために、室内波動水槽に藻場モデルを設置し、可視化実験と藻場周辺の乱流計測を行った。藻場とその周辺で大局的な鉛直循環流が形成されることを明らかにした。辻本ら(2003)<sup>9)</sup>は模型海草を用いて PTV 計測を行い、波の位相ごとの流れ構造や乱れ構造の変化について調べた。Wilson ら(2003)<sup>10)</sup>は植生の形状を 2 通りに変化させ、葉のついた植生では葉によって運動量が吸収されることを示した。

Py ら(2005, 2006)<sup>11), 12)</sup> は個々の植生形状をトレーサーと判別し PIV 解析することで、植生先端位置の瞬間変位を計測した。彼らの解析結果から柔軟植生の時間的、空間的な揺動特性が解明され、また植生の揺動周波数は植生の固有振動数に一致することが示された。

Ghisalberti & Nepf (2006)<sup>13)</sup>は剛性植生と柔軟植生の平均流特性、乱流構造を比較し、柔軟植生流れでは運動量交換が小さくなることを明らかにした。また植生先端位置による位相平均操作を導入して、各位相ごとに流れ場や運動量輸送特性が異なることを解明した。

Sukhodolov & Sukhodolova(2006)<sup>14)</sup>は、実河川において植生密度を変化させ、ADV を用いて計測を行い、実河川の全水没植生流れにおける混合層と植生開水路流れにおける混合層の相違点を報告した。Zhu ら(2007)<sup>15)</sup> は大気植生流れに PIV 計測を導入することで、流れの空間特性を把握することを試みた。条件付サンプリング解析を導入することで Sweep, Ejection 発生時には運動量やエネルギー輸送が活発になる。Ghisalberti & Nepf(2008)<sup>16)</sup>は仮想粒子法を用いて柔軟植生流れ場の拡散特性について考察し、藻波現象が発生すると乱流

拡散が小さくなることを報告している。

最近では、Nezu & Sanjou (2008)<sup>17)</sup> が LDA と PIV 計測と Large Eddy Simulation (LES) 計算を用いて植生流れの組織渦構造について調べた。彼らは開水路植生流れの実験値を大気植生流れの結果と比較し、良好な一致を得た。また植生流れは空間的に非一様であるため、時間平均操作に加えて、空間平均操作を導入して統計処理する必要があることを明らかにした。

このように柔軟植生流れの既往研究は数多く存在するが、穂波や藻波現象と組織渦の関連性については未だに十分な知見が得られていない。そこで本研究では、柔軟植生流れを対象に PIV 計測を行い、植生の揺動が流れ場に与える影響について考察する。さらに、柔軟植生の頂部変位を瞬間流速ベクトルと同時計測し、藻波の発生メカニズムを明らかにする。日野(2000)<sup>18)</sup>によると穂波の発生機構に関する研究は次の3つの分類される。

### (1) 大気乱流の大規模渦による強制振動(ガストアタック説)

大気境界層で発生した大規模渦の通過によって稲穂が強制的に大きくたわみ、渦の進行とともに稲のたわみが風下側に進行する。

### (2) 大気乱流との共鳴振動

稲穂を弾性棒の集合と考えられ、ある固有振動特性をもつ。稲の固有振動特性に対応する大気乱流のスペクトルが十分大きなエネルギーをもつとき、稲穂と大気乱流の共鳴振動として穂波が発生する。

### (3) 大気—植生せん断流の変曲点不安定

植生流れでは植生先端部で平均流が変曲点をもつ。せん断不安定性によって発生した大規模渦が通過することで穂波が発生する。

## 3.2 実験システム

### (1) 実験装置

図-3.1 は実験装置を示す。水路は京都大学桂キャンパスに新設された全長 10m、幅 40cm および高さ 50cm の可変勾配型水路である。流量はコンピュータで自動制御できる。流下方向、鉛直方向および横断方向をそれぞれ  $x$ 、 $y$  および  $z$  軸とする。また、それぞれの方向における瞬間流速を  $\tilde{u}$ 、 $\tilde{v}$  および  $\tilde{w}$ 、時間平均流速を  $U$ 、 $V$  および  $W$  とする。さらに、乱れ成分を  $u$ 、 $v$  および  $w$  とする。すなわち、 $\tilde{u} = U + u$  等である。

柔軟植生は OHP シートを幅 8mm、長さ 70mm、厚さ 0.1mm の短冊状に切ったもので図-3.1 のように計測部を含めて 8m の区間にわたって格子状に配置した。 $L_v, B_v$  は隣合う植生模型の流下方向および横断方向の植生の配置間隔である。植生模型は、わが国の河川・湖沼に生息する沈水植物であるセキショウモ属をモデルの対象とした。これらの植物は幅



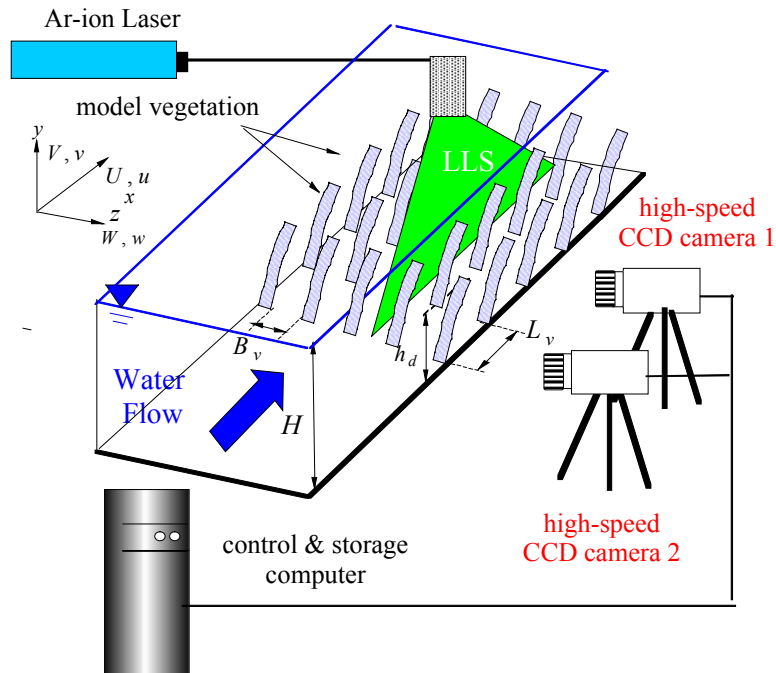


図-3.1 実験装置図

5mm から 10mm のテープ状の葉をもつ．本研究では柔軟植生の直立高さを  $h$ ，折れ曲がったときの高さを  $h_d$  とする．

乱流計測には PIV と LDA 計測を用いた．PIV 計測では 2 W の連続アルゴンイオンレーザーをシリンダリカルレンズを通して厚さ 2mm のレーザライトシート(LLS)を水路上方から水中に照射し，水路側方に設置した高速度 CCD カメラでデジタル撮影した．撮影領域のサイズ  $(x, y)$  は全水深領域を含むように 56cm×30cm と設定し，広範囲の撮影領域を高解像度で撮影するために 2 台の高速カメラを同期使用した．なお，本計測での解像度は 0.3mm/pixel であった．

PIV のトレーサーには粒径 100  $\mu\text{m}$ ，比重 1.02 のポリスチレン粒子を用いた．カメラに外部トリガーを与えて，500Hz のフレームレートで 2 枚の連続画像のペアーを 55 秒間計測した．PIV のサンプリング周波数は 40Hz とした．また高速カメラを用いて植生の頂部変位を流速変動と同時計測した．図-3.2 に示すように柔軟植生モデルの先端には植生先端位置を追跡するために直径 1mm の蛍光球を貼り付けた．植生変形は柔軟植生の先端の蛍光球に LLS を照射することで，先端位置を PTV 法で計測した．

また PIV 計測に加えて LDA 計測も行った．LDA の 4 本のレーザー光を水路側方から組織構造が発達すると考えられる植生モデルの間に照射している．植生内部も含めた全水深領域を鉛直方向にトラバースして 2 成分の流速  $(\tilde{u}, \tilde{v})$  を点計測した．この際，植生模型によってレーザー光が遮蔽されることはなく，流れを全く乱さずに計測できた．Nepf グループ<sup>6),7)</sup> は超音波流速計(ADV)で植生内部を計測したが，計測部付近の植生を一部除去しており，本研究の LDA 計測の方がより正確であると考えられる．なお，LDA のサンプリング周波数は

表-3.1 実験条件

Case	$a$ (1/m)	$H$ (cm)	$H/h$	$U_m$ (cm/s)	Re	Fr	$U^*$ (cm/s)	Classification of vegetation motion
CF-1	7.6	7.0	1.0	20.0	14000	0.24	1.9	<b>Swaying</b>
CF-2	7.6	8.75	1.25	20.0	17500	0.22	2.5	<b>Swaying</b>
CF-3	7.6	10.5	1.5	20.0	21000	0.20	3.3	<b>Monami</b>
CF-4	7.6	14.0	2.0	20.0	28000	0.17	3.8	<b>Monami</b>
CF-5	7.6	17.5	2.5	20.0	35000	0.15	3.9	<b>Monami</b>
CF-6	7.6	21.0	3.0	20.0	42000	0.14	3.8	<b>Monami</b>
CF-7	7.6	24.5	3.5	20.0	49000	0.13	3.9	<b>Monami</b>
CF-8	7.6	28.0	4.0	20.0	56000	0.12	3.7	<b>Monami</b>
CF-9	7.6	14.0	2.0	8.0	11200	0.07	1.5	<b>Swaying</b>
CF-10	7.6	14.0	2.0	13.0	18200	0.11	2.6	<b>Swaying</b>
DF-1	3.8	7.0	1.0	20.0	14000	0.24	2.7	<b>Swaying</b>
DF-2	3.8	8.75	1.25	20.0	17500	0.22	3.0	<b>Swaying</b>
DF-3	3.8	10.5	1.5	20.0	21000	0.20	3.1	<b>Monami</b>
DF-4	3.8	14.0	2.0	20.0	28000	0.17	3.4	<b>Monami</b>
DF-5	3.8	17.5	2.5	20.0	35000	0.15	3.4	<b>Monami</b>
DF-6	3.8	21.0	3.0	20.0	42000	0.14	3.5	<b>Monami</b>
DF-7	3.8	24.5	3.5	20.0	49000	0.13	3.7	<b>Monami</b>
DF-8	3.8	28.0	4.0	20.0	56000	0.12	3.6	<b>Monami</b>

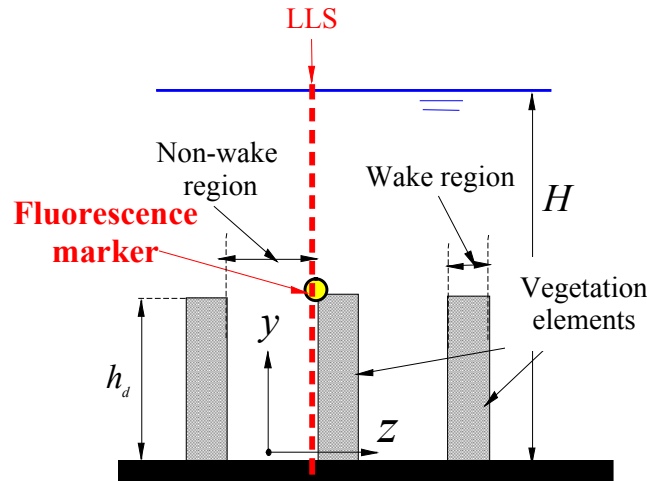


図-3.2 柔軟植生の PTV 計測システム

100Hz で，120 秒間計測した．

## (2) 実験ケースと植生の揺動状態区分

表-3.1 に実験条件表を示す．水深  $H$ ，断面平均流速  $U_m$  を表している．植生密度  $a$  は単位体積当たりの植生の前面遮蔽面積(frontal area)で次式で定義される<sup>6)</sup>．

$$a = nA/V_o \quad (3.1)$$

ここで， $n$  は体積  $V_o$  における植生の数で， $A$  は流れに垂直方向の植生の投影面積である．柔軟植生流れでは植生のたわみ高さが変化するため，植生密度  $\lambda = a \cdot h$  を用いると植生密度が時間的に変化してしまう．このため多くの研究者は柔軟植生の植生密度として  $a$  を用い

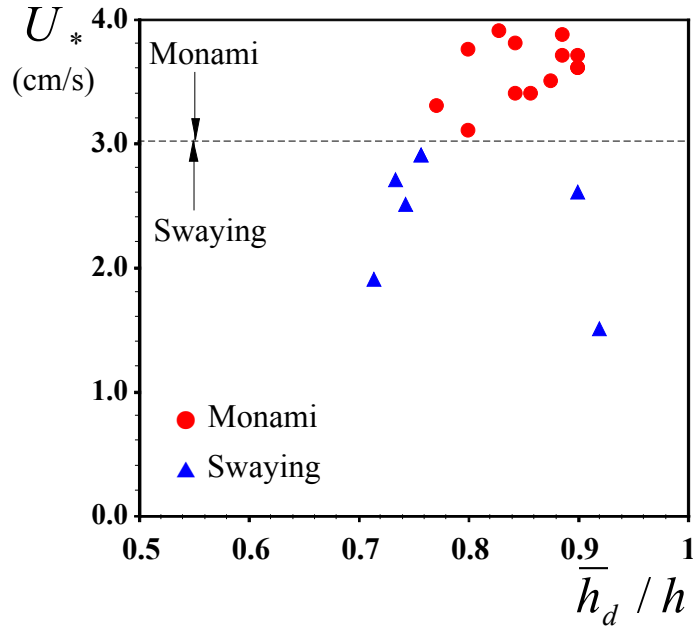


図-3.3 水理条件による植生の揺動状態区分

ている．実植生の密生度は  $a=1\sim20(\text{m}^{-1})$  である．

柔軟植生モデルの曲げ剛性  $J (=E \times I)$  は先端部に水平に荷重がかけられた片持ち梁の有限変形に関する理論式と比較することで推定できる．

$$EI = \frac{F L^3}{\delta 3} \quad (3.2)$$

ここで  $F$  は荷重,  $L$  は植生長さ,  $\delta$  は植生の変形量である．本植生モデルの曲げ剛性  $J (=E \times I)$  は  $J=7.3 \times 10^{-5} \text{Nm}^2$  で, 既往の柔軟植生モデル(Wilson ら(2003)<sup>10)</sup>:  $J=6.8 \times 10^{-5} \text{Nm}^2$ , Velasco らの(2003)<sup>19)</sup>:  $J=1.7 \times 10^{-5} \text{Nm}^2$ ) と同オーダーである．

本研究では植生密度  $a$  を 2 種類に決定し, それぞれのケースで水深  $H$  を  $H/h=1.0\sim4.0$  まで系統変化させ, かぶり水深が藻波現象に与える影響について検討した．また,  $a=7.6(1/\text{m})$ ,  $H/h=2.0$  のケース(CF-4,9,10)については断面平均流速  $U_m$  の効果をみるために平均流速  $U_m$  を 3 通りに変化させた．

表-3.1 の植生の揺動状態の S, M はそれぞれ *Swaying*, *Monami* を表す．*Swaying* とは植生が個々に揺動する状態, *Monami* とは植生が群体的に揺動する状態で<sup>1)</sup>, これらは目視によって判定した．図-3.3 は Kouwen & Unny (1973)<sup>20)</sup> と同様の手法で水理条件による揺動状態の変化を示したものである．かぶり水深が大きいほど, また断面平均流速  $U_m$  が大きいケースほど, 植生の組織的揺動が観察され *Monami* 状態と判断された．これは大規模組織渦が発達するためと考えられるが, 藻波現象と組織構造の関係については次章以降で詳細に検討する．今回の水理条件の範囲では摩擦速度  $U_*$  が増加すると藻波が発生することがわかり, 判定基準を  $U_*=3.0(\text{cm/s})$  とした．

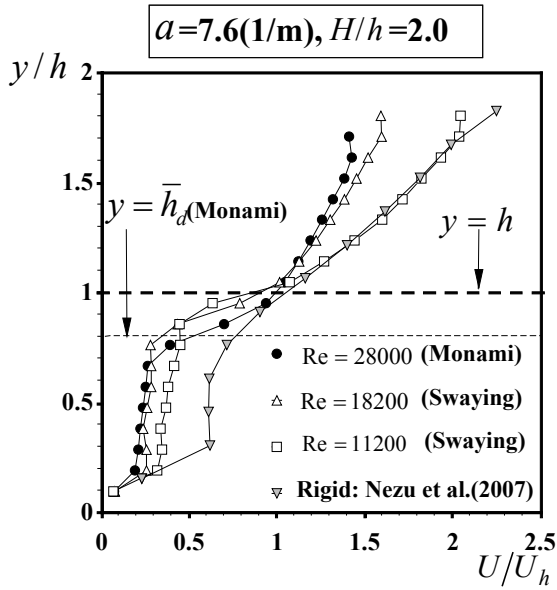


図-3.4 主流速分布の比較

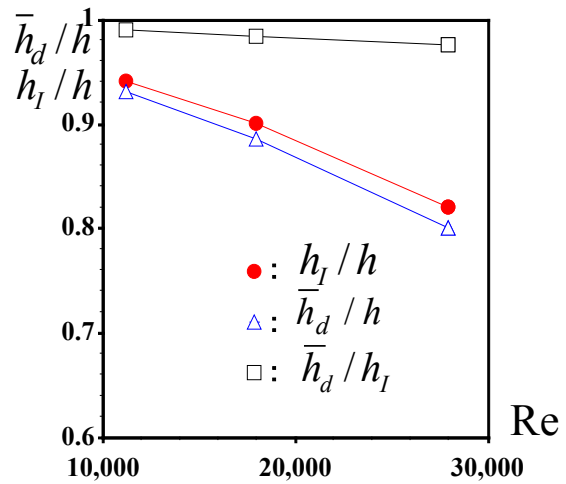


図-3.5 植生のたわみ高さの比較

### 3.3 剛体植生と柔軟植生の比較

#### (1) 主流速分布の比較

図-3.4に本実験のPIVから求めた柔軟植生と剛体植生<sup>18)</sup> ( $H/h=2.0$ )の時間平均主流速分布を比較した。  $U$  の値は植生先端 ( $y=h$ ) における主流速の値  $U_h \equiv U(y=h)$  で無次元化している。ここでレイノルズ数  $Re$  が大きいケース ( $Re=28000$ ) では藻波が発生し、レイノルズ数が小さいケース ( $Re=11200, 18000$ ) では藻波が発生せず揺動したのみであった。全ケースで植生内部 ( $y/h < 1$ ) で流速が低速側流速  $U_1$  に近い値をとる領域(図-2.22 の Wake zone)が存在している。また植生内部での流速は剛体植生より柔軟植生の方が小さくなっているのが観察できる。これは植生が折れ曲がることで植生内部への高速流体の輸送が妨げられるためと考えられる。図-3.5に柔軟植生のたわみ平均高さ  $\bar{h}_d$  と主流速分布の変曲点位置  $h_I$  をまとめた。当然、剛体植生ではたわみはゼロであり、 $\bar{h}_d/h=1.0$  である。レイノルズ数  $Re$  が大きくなるにつれて変曲点位置が植生の直立高さ  $h$  より下方に移動することがわかる。しかしながら、流速分布の変曲点は植生のたわみ平均高さ ( $y=\bar{h}_d$ ) よりも若干上方に現れているが、ほぼ  $h_I \cong \bar{h}_d$  であり、柔軟植生では  $\bar{h}_d$  が重要なパラメーターであると考えられる。

#### (2) レイノルズ応力分布の比較

図-3.6にPIVから求めた柔軟植生と前章の剛体植生のレイノルズ応力分布を比較した。  $y$  軸を  $h$  で無次元化した<sup>18)</sup>。摩擦速度  $U_*$  は植生先端近傍のレイノルズ応力のピーク値とした<sup>7)</sup>。Swaying 植生と剛体植生は同様な挙動を示し、植生先端部で鋭いピークをもっている。

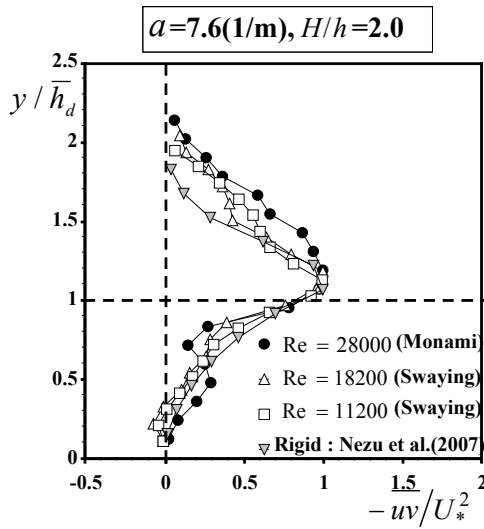


図-3.6 レイノルズ応力分布の比較

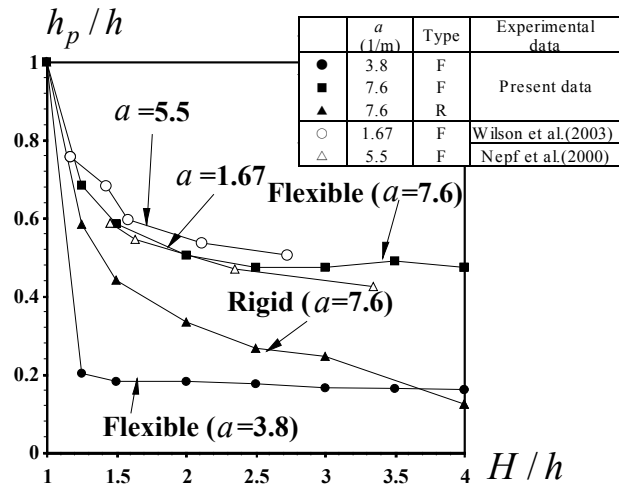


図-3.7 運動量の浸透厚さの比較

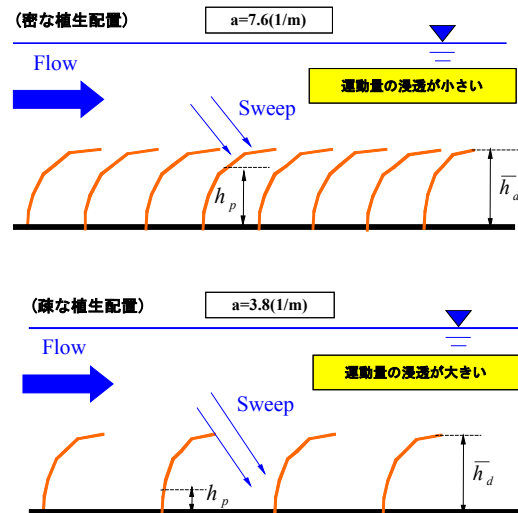


図-3.8 運動量浸透の模式図

一方, Monami ケースでは植生がたわむために直立高さ  $h$  より下方でレイノルズ応力のピーク値が現れ, 剛体植生の分布より緩やかなピークをもつ. これは植生が群体運動し, 植生先端周辺で運動量交換が惹起されるためと考えられ, 同様の結果を Nepf らのグループ<sup>6), 7)</sup>も得ている.

図-3.7 に剛体植生と柔軟植生の運動量の浸透高さ  $h_p$  を既往研究<sup>6), 10)</sup>の結果と比較して示す. ここで  $h_p$  は Nepf ら<sup>6)</sup>が次のように定義した高さであり, すなわち, 植生内部において植生先端のレイノルズ応力ピーク値の 10% 高さと定義される. 相互にデータ比較するため, 本研究においても Wilson<sup>10)</sup>, Nepf ら<sup>6)</sup>と同様の定義とした. 剛体植生も柔軟植生も  $h_p$  は  $1 < H/h < 2$  で急激に減少しており定性的に一致する. そして, かぶり水深  $H/h$  が増大すれば

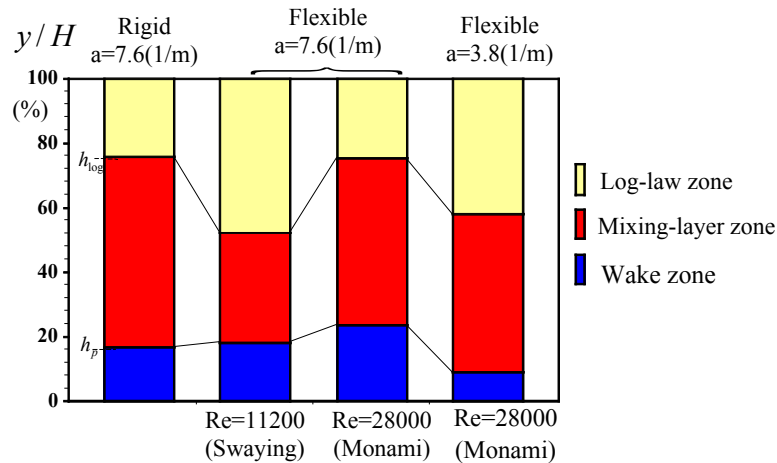


図-3.9 領域厚さの比較

$h_p/h$  は一定値に収束するようであり，陸生植生(terrestrial canopy)の特性<sup>21)</sup>になると考えられる．より詳細に検討すると，同一の植生密度( $a=7.6(1/m)$ )で比較した結果，剛体植生より柔軟植生の方が  $h_p$  が大きくなっている．これは図-3.8 に示すように柔軟植生がたわんで植生内部への運動量輸送が遮蔽されやすくなるためと考えられる．これは図-3.4 で考察した結果と一致する．これに対し植生密度の小さなケース( $a=3.8(1/m)$ )では  $h_p$  が小さくなっており，図のように植生間隔が大きいと運動量が河床までよく浸透すると考えられる．Nepf らや Wilson らのデータでも同様な特性がみられるが，本実験データと一定の大きさの差異が現れるのは植生模型や配置が異なるためと考えられる．

### (3) 領域厚さの比較

図-3.9 は，図-2.22 で示した植生流れの 3 つの領域の大きさを比較検討した．剛体植生の結果も併示している．Monami ケース( $Re=28000$ ,  $H/h=2.0$ )では運動量が浸透しにくいために，剛体植生よりも Mixing-layer zone の厚さが小さくなっている．Swaying ケース( $Re=11200$ )では Mixing-layer zone が小さく，混合層が十分に発達しないことがわかった．これにより，藻波現象は混合層が十分に発達しないと発生しないことが示唆された．また植生密度が小さくなると混合層厚は変化しないが，対数則領域が大きくなっており植生の影響が外層まで及ばないものと考えられる．

## 3.4 柔軟植生の大規模渦構造と藻波現象

### (1) 組織渦と柔軟植生の揺動

図-3.10 および図-3.11 は植生密度  $a=7.6(1/m)$  の Monami ケース( $Re=28000$ ,  $H/h=2.0$ ) において PIV で得られた瞬間レイノルズ応力  $r(t) \equiv -uv$  の分布および瞬間流速ベクトル( $\vec{u}, \vec{v}$ )を



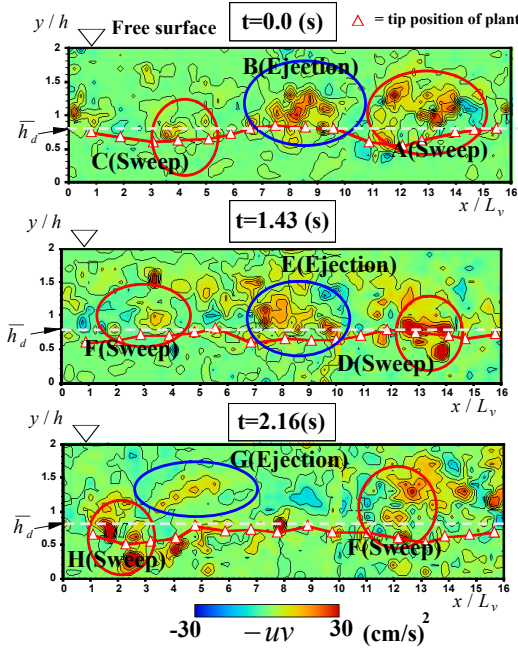


図-3.10 瞬間レイノルズ応力分布

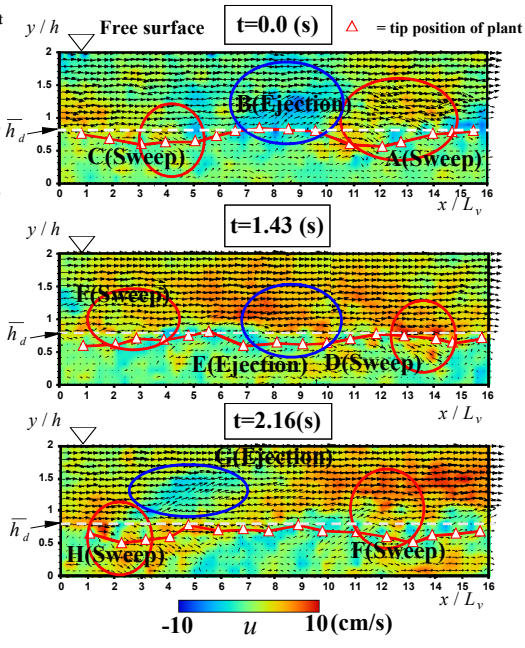


図-3.11 瞬間ベクトル分布

時系列的に示したもので、同時刻のものを対応させている．画像は  $0 \leq x/L_x \leq 10$  の領域と  $6 \leq x/L_x \leq 16$  の領域をそれぞれ 2 台の高速カメラで同時撮影したものである．図-3.11 には主流方向の乱れ変動成分  $u(t)$  のコンターをカラー表示した． $t=0(s)$  では図-3.10 で植生先端付近(破線部 A)において  $r(t)$  の局所的に大きな正值分布がみられる．図-3.11 では破線部 A の領域で  $u > 0$  となり、高速流の下降ベクトルである Sweep が発生している．また植生層上の外部領域(破線部 B)で  $r(t)$  の大きな正值分布がみられ、低速流の上昇ベクトルである Ejection ( $u < 0, v > 0$ ) が発生しているのがわかる．破線部 B の Ejection の上流側で Sweep (破線部 C) が発生している． $t=1.43(s)$  では前時刻 ( $t=0(s)$ ) の Sweep (破線部 A, C) と Ejection (破線部 B) がともに移流されて、その上流側の領域に新たな Sweep (破線部 D, E, F) が発生している． $t=2.16(s)$  で Sweep (破線部 F) が移流されて上流側に新しく Ejection (破線部 G) と Sweep (破線部 H) が発生している．これらのことから瞬間レイノルズ応力が大きな正值分布は大規模組織乱流構造の発生領域と対応している．藻波の発生するケースでは Ejection, Sweep が交互に発生するような組織変動サイクルをもつことがわかった．

図-3.12 は、図-3.11 で観測された Sweep (H 部) のコアを瞬間レイノルズ応力のピーク位置と定義して、その挙動を追跡したものである．各時刻における柔軟植生の先端位置を PTV 解析して併示している．Sweep が通過すると直下付近の植生群が組織的にたわみ、Sweep が流下方向に移流されるとそれに伴って植生の揺動が伝播することが観察された．

## (2) 組織渦の長さスケールと移流速度の比較

組織渦のマクロスケールは流下方向および鉛直方向の積分スケール  $L_x$  および  $L_y$  として

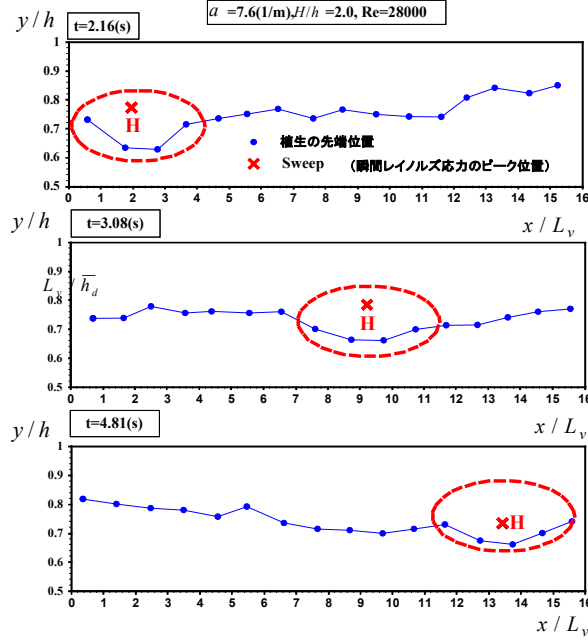


図-3.12 Sweep の瞬間挙動と植生の揺動の時間追跡

次式から評価される．

$$L_x = \int_0^\infty \frac{\overline{u(x_0, y_0, t_0) \times u(x_0 + x, y_0, t_0)}}{\overline{u'(x_0, y_0) \times u'(x_0 + x, y_0)}} dx \quad (3.2)$$

$$L_y = \int_0^\infty \frac{\overline{u(x_0, y_0, t_0) \times u(x_0, y_0 + y, t_0)}}{\overline{u'(x_0, y_0) \times u'(x_0, y_0 + y)}} dy \quad (3.3)$$

図-3.13 に柔軟植生の  $a=7.6(1/m)$  のケースについて植生先端部におけるマクロスケール  $L_x$  および  $L_y$  とかぶり水深  $H/h$  との関係を示した．また剛体植生の結果も比較のために併示した．全ケースにおいて  $L_x/L_y > 1$  となり植生先端部で楕円形の渦が発生している． $L_x, L_y$  はともに  $1 < H/h < 2$  において急激に増大し， $H/h > 2$  で一定値に達している．これは，かぶり水深が大きくなるほど自由水面の拘束を受けていない大スケールの渦が発達し，Raupach ら<sup>21)</sup>の研究した陸生植生の渦に漸近するためと考えられる．この漸近挙動は前述の図-3.7 の  $h_p$  にもみられ，興味深い．すなわち， $H/h$  が 2 以上では水生植生の組織渦は自由水面の影響を受けず，陸生植生の組織渦に一致するものと考えられる．一方，剛体植生のマクロスケールはかぶり水深  $H/h$  の影響が柔軟植生より大きいことがわかる．

本研究では PIV 法による多点計測を行っているため，次式から大規模渦の移流速度を算出することが可能である．

$$U_c = \frac{\Delta x}{\tau_{max}} \quad (3.3)$$

ここで， $\tau_{max}$  は固定点から流下方向  $x$  に  $\Delta x$  ずらした移動点において時空間相関  $C_{uu}$  が最大



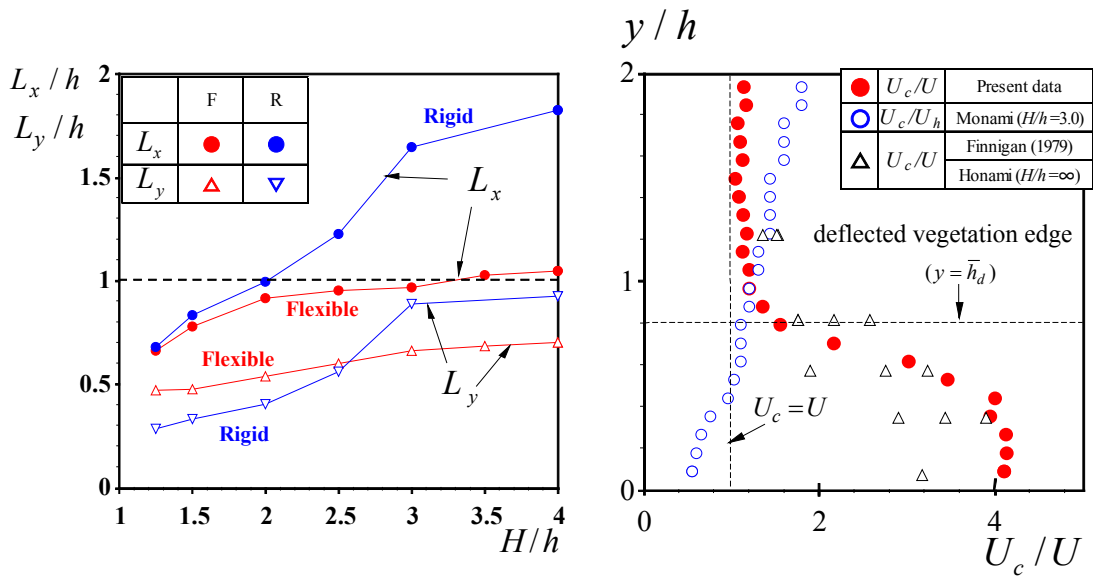


図-3.13 組織構造のマクロスケールの比較 図-3.14 Monami ケースの移流速度分布  
( $a=7.6(1/m)$ )

となる遅れ時間である．図-3.14 に Monami ケースについて組織渦の移流速度  $U_c(y)$  の鉛直分布を示す．値は時間平均流速  $U(y)$  で無次元化している．比較のため Finnigan (1979)<sup>22)</sup> の大気植生の結果も併示した．Finnigan (1979)<sup>22)</sup> の熱線流速計の点計測データを用いて，次式から移流速度を算出した．

$$U_c = \lambda \cdot f_{peak} \quad (3.4)$$

ここで  $f_{peak}$  は植生の揺動のピーク周波数， $\lambda$  は植生の揺動の波長である． $U_c/U$  は植生内部で急激に増加する傾向がみられ，注目される．これは時間平均流速  $U(y)$  が植生内部で低減されるのに対して，大規模渦の移流速度は植生内部でもほぼ一定値をとるためであると考えられる．植生先端では  $U_c/U$  は 1.5 となり，Finnigan (1979)<sup>22)</sup> の結果と一致する．Finnigan (1979)<sup>22)</sup> は大規模組織渦が通過すると，植生内部で正の流速変動が生じることを指摘した．この正の流速変動によって植生がたわみ，組織渦が移流されることで植生の組織的揺動が流下方向に伝わって藻波や穂波が発生するとしている．

### (3) 組織渦の周期特性

図-3.15 に  $a=7.6(1/m)$  のケースについて藻波の発生周期  $T_M$  と混合層の渦周期  $T_{KH}$  を比較した．図-3.12 の結果から柔軟植生は Sweep, Ejection によって変形すると考えられるため，Sweep によって植生が折れ曲がり Ejection によって起き上がるまでを藻波の 1 サイクルとして周期  $T_M$  を算出した．また純混合層の渦の発生周期は次式で算出で与えられる最大発達率  $f_{KH} = 1/T_{KH}$  から計算される<sup>23)</sup>．

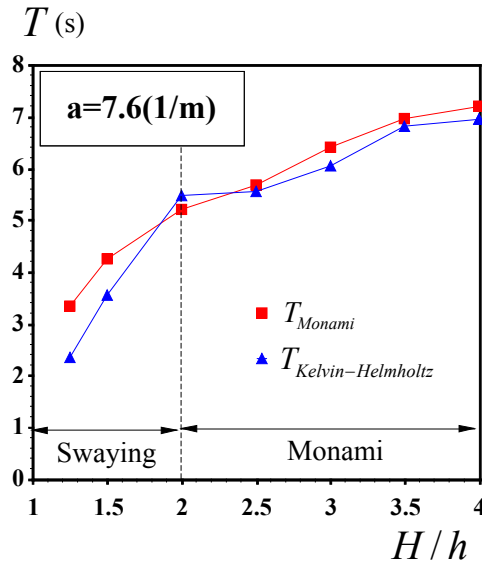


図-3.15 組織渦の時間平均発生周期

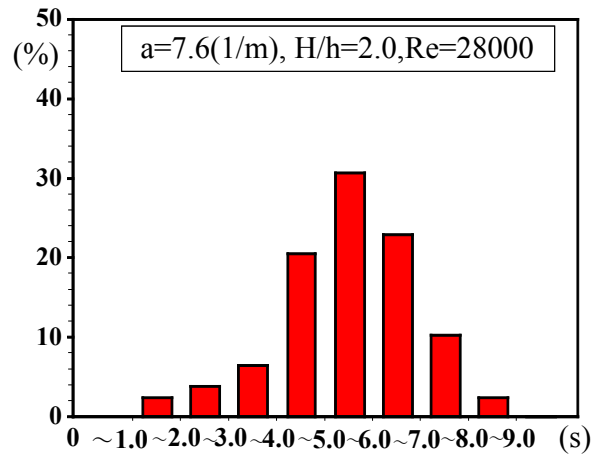


図-3.16 組織渦の発生周期の頻度分布

$$f_{KH} = \frac{0.032\bar{U}}{\theta} \quad (3.5)$$

ここで $\theta$ は混合層の運動量厚、 $\bar{U} = (U_1 + U_2)/2$  (図-2.22 参照)である<sup>7)</sup>。かぶり水深の増加とともに周期が長くなる傾向がみられ、水深が大きくなると大規模渦が発達するという図-3.13の傾向と一致する。また Monami ケース( $H/h > 2.0$ )では藻波の周期は混合層の周期 $T_{KH}$ に近い値をもち、池田ら (1995)<sup>3)</sup>や Ghisalberti & Nepf (2002)<sup>7)</sup>の結果と一致する。これに対して Swaying ケース( $1 < H/h < 2$ )では混合層の組織渦の発生周期と一致しないため、混合層との類似性は弱くなることがわかった。

図-3.16に Monami ケース( $H/h = 2.0$ )の藻波の発生時間間隔の頻度分布を示す。藻波の発生時間間隔の頻度は特に 5~6s において最も集中し、全体的にガウス分布に近い分布形である。この結果から組織構造の通過周期には頻度は少ないが 8~9s といった時間間隔が長いものや複数の組織構造が結合しているような短いものが混在しており、注目される。このような結果が得られた原因として藻波現象の3次元性が考えられる。2次元性が成立していれば、これらの組織構造は $z$ 軸をもつ渦管構造を維持しながら流下するが、横断2次流や微小な圧力変動によって渦管が変形すると藻波が LLS 面からはずれたり、横切るといった3次元特性が現れると推測され、今後さらに検討が必要である。

### 3.5 柔軟植生の揺動特性

#### (1) 植生の揺動スペクトル解析

図-3.17は Monami ケース( $Re = 28000$ ,  $H/h = 2.0$ )における植生先端付近の点( $y/h = 1.3$ )での流速変動成分 $u(t)$ から求めたパワースペクトル $S_u$ と植生模型先端の位置変動スペクトル

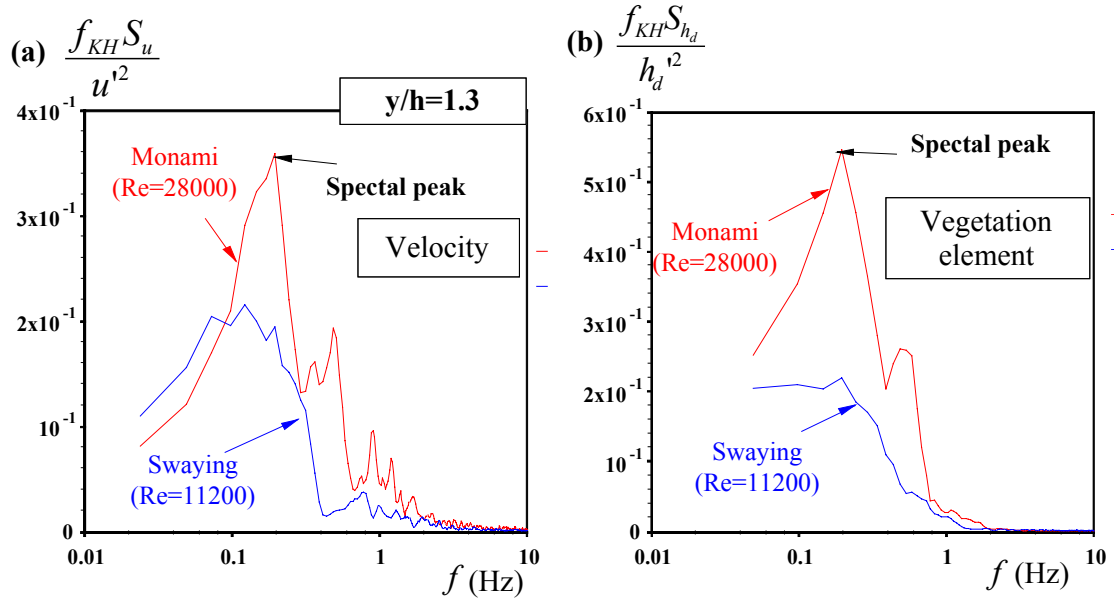


図-3.17 スペクトル解析 (a)主流速のパワースペクトル  
(b)植生頂部変位の変動スペクトル ( $a=7.6(1/m)$ ,  $H/h=2.0$ )

$S_{h_d}$  を比較したものである．この植生揺動スペクトルは植生先端に接着された蛍光粒子を PTV 解析して得られたものである．Monami のピーク周波数は  $0.2\text{Hz}$  で、植生模型の揺動スペクトルのピーク周波数と一致しており、これは藻波現象の発生周波数を示すものと考えられる．水流の速度スペクトルと植生の揺動スペクトルのピーク周波数が一致することから、植生揺動と流れ構造の間に相互作用があると推測される．またこれは、Sweep や Ejection の発生周波数や混合層の K-H 不安定波の周波数の理論値  $f_{KH}^{23)}$  とよく一致し、注目される．藻波の発生周波数が式(3.5)の混合層理論式ではほぼ表されることを池田ら<sup>3)</sup>や Nepf ら<sup>7)</sup>のグループも指摘している．一方、Swaying ケースでは Monami ケースと比較して流速スペクトルと植生の揺動スペクトルには明確なピーク特性が見られず、両者の相互作用はほとんどないものと考えられる．

Py ら(2006)<sup>11)</sup>は稲穂を弾性棒の集合と考え、稲の固有振動数と大気乱流の周期変動が一致するときに稲穂と大気乱流の共鳴振動として穂波が発生することを提案した．本研究でも柔軟植生の固有振動数  $f_N$  は  $f_N=0.27\text{Hz}$  で、藻波の発生周波数  $f_p=0.2$  と一致する．

群体としての藻波現象をみるために、Monami ケースと Swaying ケースにおける折れ曲がり高さ  $h_d(t)$  の時空間相関  $C_{h_d h_d}(x, \tau)$  の解析を行い、その結果を図-3.18に示す．なお横軸  $x/L_v$  の目盛りの整数は植生が配置されている位置と一致し、遅れ距離である．基準点は画像の左端の植生とした．

$$C_{h_d h_d}(x, \tau) = \frac{h_d(x_0, t) \times h_d(x_0 + x, t + \tau)}{h'_d(x_0) \times h'_d(x_0 + x)} \quad (3.6)$$

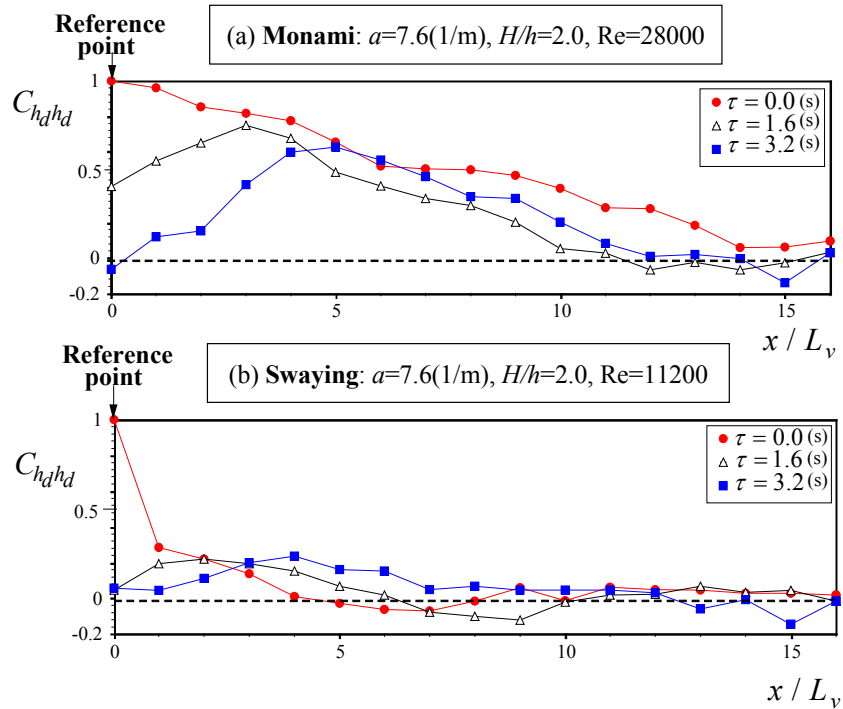


図-3.18 植生変形の時空間解析

$h'_d$  は植生の折れ曲がり高さ  $h_d(t)$  の r.m.s 値である．Monami ケースにおいて遅れ時間  $\tau=0.0(\text{s})$  では基準点に近い植生の相関係数  $C_{h_d h_d}$  が大きくなっている． $\tau=1.6, 3.2(\text{s})$  では相関のピーク位置が流下方向に移動しており，藻波が流下方向に伝播するのがわかる．このようにこのケースでは植生エレメントは個々に揺動するのではなく強い相関をもって群体として運動していることがわかった．図-3.18(b),(c)には  $a=7.6(1/\text{m})$  の Swaying ケース ( $H/h=2.0$  と  $1.25$ ) についても空間相関解析を行ったが，Monami ケースと比較して植生エレメント間の相関係数は小さく，植生エレメントが個々に揺動しているのがわかる．これらの図から藻波現象の判別には植生エレメント変位に関する相関係数  $C_{h_d h_d}$  が適用できそうである．

## (2) 植生運動の時系列解析

植生エレメントの揺動と組織構造の関係を調べるために植生先端に検査領域 ( $3 < x/L_v < 4$ ,  $0.6 < y/h < 1.2$ ) を設け Sweep, Ejection が通過したときの植生の揺動状態を調べた． $\Delta x$ ,  $\Delta y$  はそれぞれ流下方向と鉛直方向の植生先端変位である．図-3.19(a) は Monami ケースの植生先端変位を示す．Sweep 通過時には  $\Delta y$  が平均値  $\bar{h}_d$  を下回っており，植生エレメントが倒伏している．Ejection 通過時には平均値より上に分布しており，植生エレメントが起き上がる時間帯に対応している．一方，Swaying ケースでは植生の揺動は Monami に比べて小さく，しかもそれを組織渦の Ejection 運動と Sweep 運動と分離，関係づけることは難しいことがわ

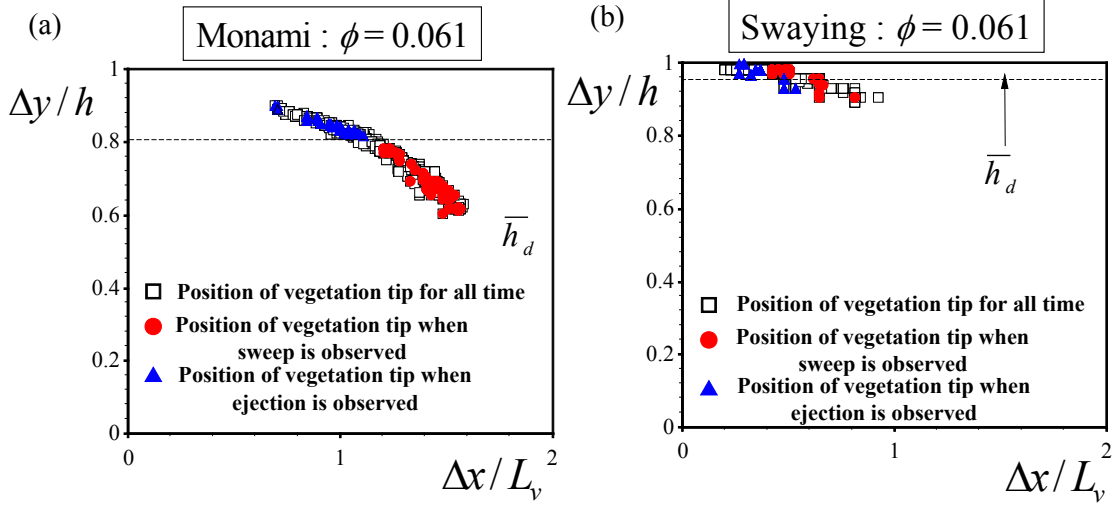


図-3.19 植生の揺動と組織構造の関係 (Sweep, Ejection 通過時の植生先端位置)

かる.

図-3.20(a)は Monami ケース( $a=7.6(1/m)$ ,  $Re=28000$ ,  $H/h=2.0$ )について, 流下方向位置  $x/L_v=4.0$  における植生のたわみ高さ  $h_d(t)$  の時系列データを示す. 図(b)は(a)と同時刻の  $x/L_v=4.0$  での速度ベクトル  $(\tilde{u}, \tilde{v})$  の時系列変化である. 図中には乱れ変動成分  $u(t)$  のコンターをカラー表示しており, 黄色のラインはその時刻の植生の先端位置(図(a)と同じもの)を表している. 図から植生エレメントのたわみ高さ  $h_d$  が増大している時刻には Ejection ( $u < 0, v > 0$ ) (図中破線部 A,C),  $h_d$  が減少している時刻では Sweep ( $u > 0, v < 0$ ) (図中破線部 B)が発生しているのが観察された. 図-3.20(c)には(a)と同時刻の瞬間レイノルズ応力分布を示した. Sweep と Ejection の発生領域と瞬間レイノルズ応力  $r(t) \equiv -uv$  が大きな正值分布がよく対応している. また瞬間レイノルズ応力  $r(t)$  のピーク位置は Ejection 発生領域の方が Sweep 発生領域よりも上方でみられた. これらのことから Ejection によって植生エレメントが起き上がって  $h_d$  が増加し, Sweep によって植生エレメントが倒伏して  $h_d$  が減少している様子がわかった.

### (3) 植生の先端位置による位相解析

図-3.19, 3.20 から柔軟植生の先端変位によって流れ場は大きく変化することがわかる. そこで, 柔軟植生が起き上がり植生高さ  $h_d$  が最大値をとる時間から次に  $h_d$  が最大値をとるまでを藻波の1サイクルとして, 図-3.21(a)のように植生先端位置によって時間軸を8位相に分割した. ある水理量  $\Phi$  を位相平均すると次式のように表される.

$$[\Phi(\tau)] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{\Delta t} \int_{t_i}^{t_i + \Delta t} \Phi(\tau) d\tau, \quad \tau \equiv \frac{t - t_i}{T_i} \quad (3.7)$$

ここで  $N$  は藻波サイクルの数,  $T_i$  は  $i$  番目の藻波サイクルの周期,  $\Delta t$  は各位相の時間.

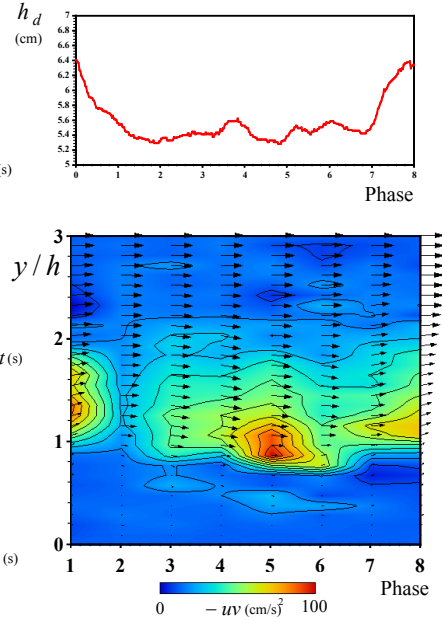
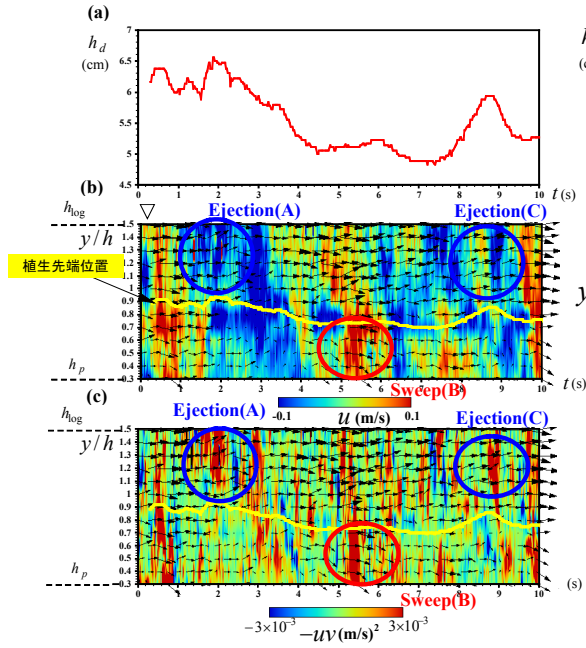


図-3.20 Ramp jump 構造と柔軟植生の変形 図-3.21 植生先端位置による位相平均操作  
(a)植生のたわみ高さの時系列データ  
(b)速度ベクトルの時系列, (c) レイノルズ応力の時系列

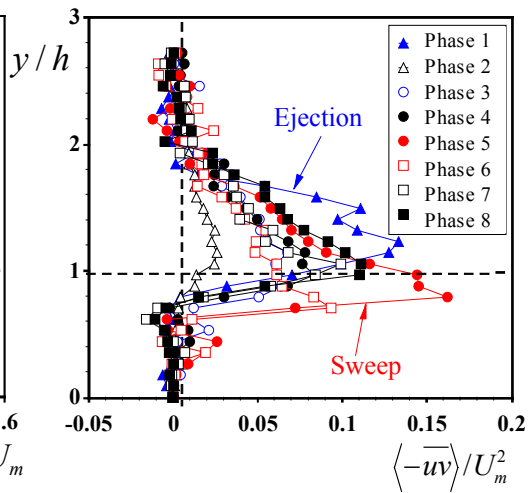
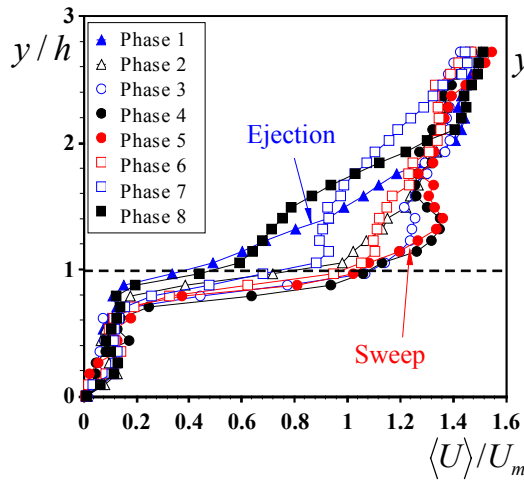


図-3.22 主流速分布の位相解析 図-3.23 レイノルズ応力分布の位相解析

本研究では  $N=40$ ,  $\Delta t=1/8$  とした。 図-3.21(b)は各位相ごとの流れ構造を比較したものである。 植生が起き上がっているとき(Phase1,8)には上昇流(Ejection)が発生し、植生が倒れるとき(Phase5)には下降流(Sweep)が発生しており、図-3.20の結果と一致する。 また植生高さ  $h_d$  が最大と最小となるときに瞬間レイノルズ応力のピークがみられ、運動量輸送が活発になる。 瞬間レイノルズ応力のピーク位置は位相ごとに異なり、植生が起き上がったときは植生先端位置より上で、倒伏したときは植生先端位置より下方でみられた。 また Ejection よ



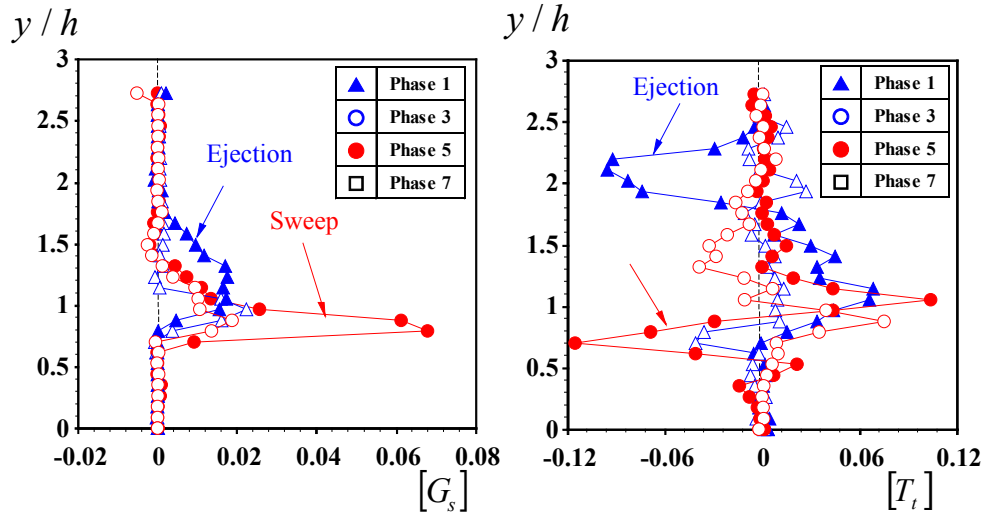


図-3.24 乱れエネルギー収支の位相解析

(a) 乱れエネルギー生成項, (b) エネルギー輸送項

り Sweep の方が瞬間レイノルズ応力が大きく, Sweep 運動によって植生が倒伏し, そのとき運動量を激しく輸送することがわかり, 注目される. これらの結果から Monami ケースでは揺動によって乱流拡散が促進されると考えられ, 今後 LIF 法を用いて柔軟植生の物質輸送に与える影響について考察したい.

図-3.22, 3.23 は主流速分布  $[U]$ , レイノルズ応力分布  $[-\overline{uv}]$  の位相変化を Monami ケースについて比較したものである. 植生が倒伏したとき (Phase5) には流速シアールが大きくなり, レイノルズ応力分布は植生先端より下方で大きなピークをもつ. 植生が起き上がったとき (Phase1,8) は主流速分布の変曲点位置とレイノルズ応力分布のピークが上方に移動している. 植生高さ  $h_d$  が最大と最小となるときにレイノルズ応力分布のピーク値が大きく, Ejection, Sweep が植生層内部と外部の運動量交換を支配している. これは図-3.10 の結果と対応する.

Raupach ら (1996)<sup>21)</sup> は大気植生流れの乱れエネルギー収支について考察したが, 乱れエネルギー輸送への Sweep, Ejection の寄与については定量的に評価していない. 特に柔軟植生流れでは植生先端位置によって乱れエネルギー輸送構造が大きく変化すると予測される.

図-3.24 は乱れエネルギー発生項  $[G_s]$ , 乱れエネルギー輸送項  $[T_t]$  の位相変化を Monami ケースについて示す. Sweep 発生時 (Phase5) や Ejection 発生時 (Phase1,8) には  $[G_s]$ ,  $[T_t]$  の値が大きく, 乱れエネルギーの生成や交換が活発である. また Sweep 発生時に  $[T_t]$  が植生先端部で負値, 植生内部で正値をとることから, Sweep によって植生内部に輸送されている. これに対して, Ejection 発生時に  $[T_t]$  が植生先端部で負値, 植生外部で正値をとることから, Ejection によって植生外部に輸送されている. これらの結果から乱れエネルギーは植生先端部で生成され, Sweep, Ejection によって植生内部と外部に輸送されていることがわかり, 注目される.

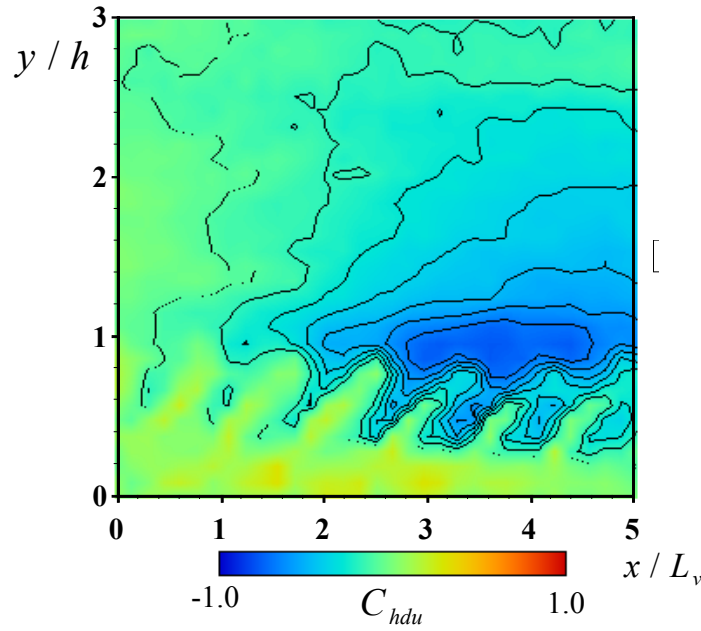


図-3.25 流速—植生揺動の相関解析

### 3.6 植生の揺動—流速相関特性

これまでの解析結果から大規模組織渦によって藻波が発生すると考えられる．本研究では瞬間流速と植生の揺動を同時計測している利点から藻波現象と組織渦の関係特性について定量的に考察する．図-3.25 に Monami ケースの植生先端変位と主流速の相関コンター  $C_{hdu}$  を示す．ここで相関係数  $C_{hdu}$  は次式で計算される．画像内の柔軟植生の位置は  $x/L_v=3.0$  である．

$$C_{hdu} = \frac{\overline{h_d(x_0, y_0, t_0)u(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0, t_0 + \tau)}}{\Delta h_d'(x_0, y_0)u'(x_0 + \Delta x, y + \Delta y, z_0)} \quad (3.8)$$

図から植生先端を中心に大きな負値分布が広がっているのがみられ，植生先端変位と主流速は負の相関をもつことがわかる．図-3.18 で観察された植生の組織的揺動は植生先端付近で発生する組織渦が通過することで発生することがわかり，注目される．これは図-3.17 のスペクトル解析結果と一致している．

次に，植生揺動と主流速の相関のスケール的な構造を明らかにするために，以下に示すコヒーレンス及びフェイズを導入する．

$$Coh^2_{xy}(f) = \frac{|S_{xy}(f)|^2}{S_{xx}(f)S_{yy}(f)} \quad (3.9)$$



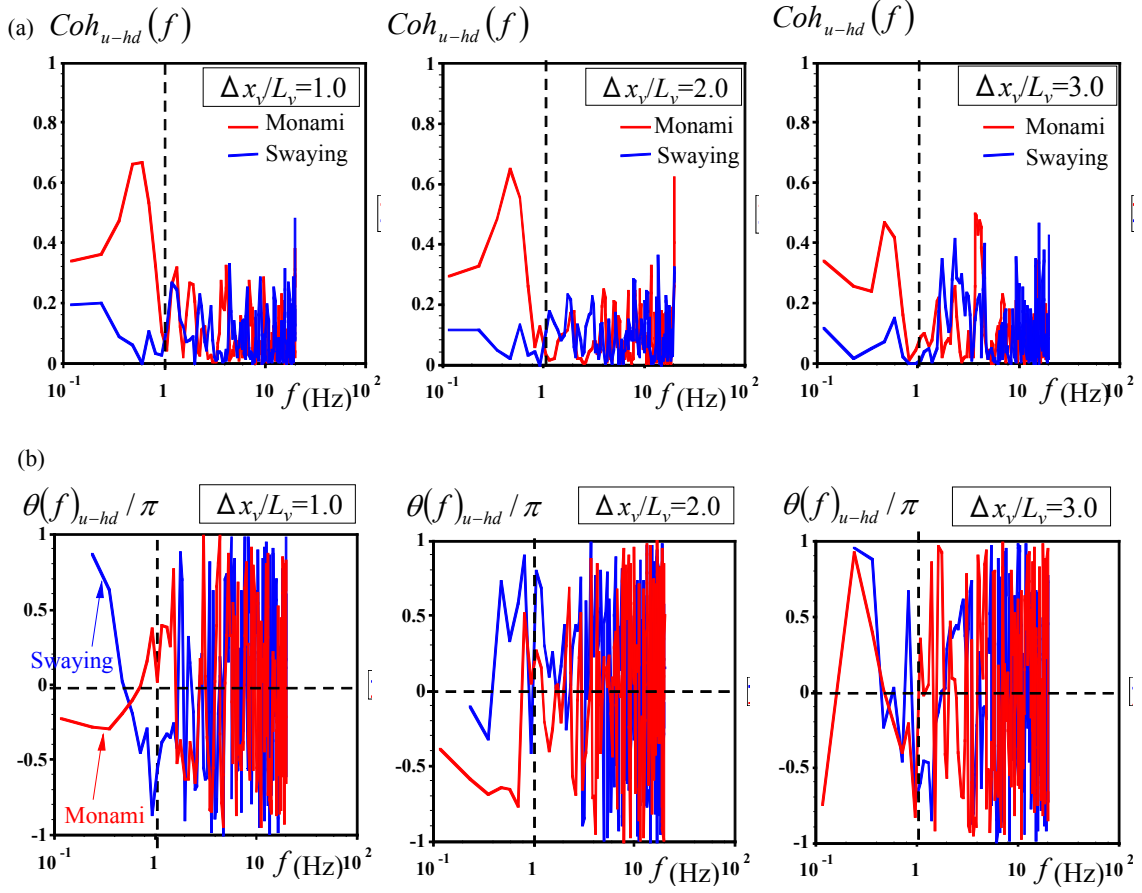


図-3.26 流速—植生揺動の (a) コヒーレンス, (b) フェイズ

$$\theta_{xy}(f) = \tan^{-1} \left( \frac{-\Im[S_{xy}(f)]}{\Re[S_{xy}(f)]} \right) \quad (3.10)$$

$S_{xy}(f)$  は変動量  $x(t)$  と  $y(t)$  のクロススペクトル.  $\Re[S_{xy}(f)]$  および  $\Im[S_{xy}(f)]$  はそれぞれ  $S_{xy}(f)$  の実部および虚部を表す. 図-3.26 に  $\phi=0.061$  の Monami, Swaying ケースの柔軟植生の先端変位と植生先端流速のコヒーレンス  $Coh(f)$  およびフェイズ  $\theta(f)$  を示す. Monami ケースでは低周波側 ( $f < 1\text{Hz}$ ) でコヒーレンスは大きな値をもち, フェイズは小さい. このスケールでは植生の揺動と主流速は遅れ時間ゼロで強い相関をもっている. これに対して, 高周波側 ( $f > 1\text{Hz}$ ) ではコヒーレンスは小さな値となり, フェイズはほとんどランダムな値をもつ. このスケールの植生揺動と流速の相関はほとんどない. すなわち, 植生の揺動と流速の相関は, その大部分が大きい長さスケールの渦によるものであり, 小さな長さスケールの変動では, 植生揺動と流速はほとんど相関をもたない. 一方, Swaying ケースでは周波数帯によらずコヒーレンス  $Coh(f)$  の値が小さいため, 柔軟植生の振動は大規模渦によるものではないことがわかる.

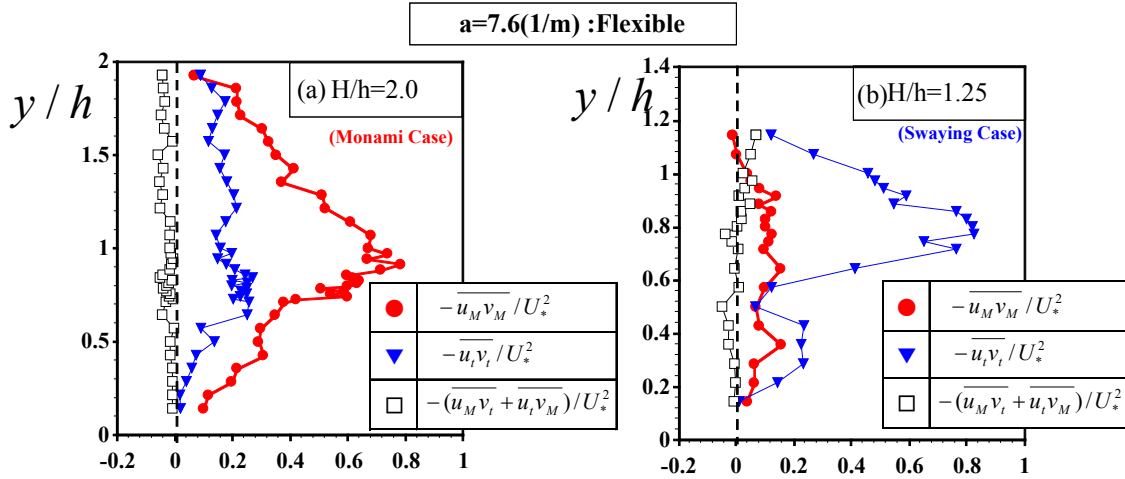


図-3.27 高周波乱れレイノルズ応力と藻波成分レイノルズ応力の比較 ( $a=7.6(1/m)$ )

### 3.7 Wavelet 解析による低周波運動の抽出

wavelet 解析<sup>24)</sup>を用いれば、流速変動を周波数帯ごとに分離できる。特にスペクトル解析と異なり、時間情報を残したまま、周波数分離できるのが大きな特徴であり、組織渦の抽出など乱流研究への応用も多い。本研究でも wavelet 解析を利用して Monami による低周波変動とバックグラウンドの乱れ変動に分離して、これらの分布特性を比較してみる。PIV に比べて時系列精度のよいレーザー流速計(LDA)によって得られた瞬間流速データを次のように分離した。

$$\tilde{u}(t) = U + u_M(t) + u_t(t) \quad (3.11)$$

図-3.17 のスペクトル解析から  $u_M$  は 1Hz 以下の藻波成分に対応する低周波成分 ( $f \leq 1\text{Hz}$ )、 $u_t$  は 1Hz 以上の高周波成分 ( $f > 1\text{Hz}$ ) である。

2次元せん断流では平均流から乱れエネルギー発生率  $G_s$  はレイノルズ応力と流速シアアの積  $G_s = -\overline{uv} \partial U / \partial y$  である。瞬間流速を式(3.11)のように分離すると、非線形効果によってここでレイノルズ応力は以下となる。

$$-\overline{uv} = \underbrace{-\overline{u_M v_M}}_{\text{①}} - \underbrace{\overline{u_t v_t}}_{\text{②}} - \underbrace{\overline{u_M v_t} + \overline{u_t v_M}}_{\text{③}} \quad (3.12)$$

①藻波成分、②乱れ成分、③藻波と乱れの相互作用の3者に平均流からエネルギーが供給されることがわかる。

図-3.27 に摩擦速度で無次元化した高周波乱れによるレイノルズ応力と藻波成分によるレイノルズ応力の鉛直分布を示す。Monami ケース ( $H/h=2.0$ ) では低周波レイノルズ応力が卓越し、植生先端でピークをもつ。一方、Swaying ケース ( $H/h=1.25$ ) では低周波成分が小さく、逆に高周波レイノルズ応力がきわめて大きい。これはかぶり水深が小さいと自由水面によって組織渦の発達が抑制されて、藻波が発達しないためと考えられる。

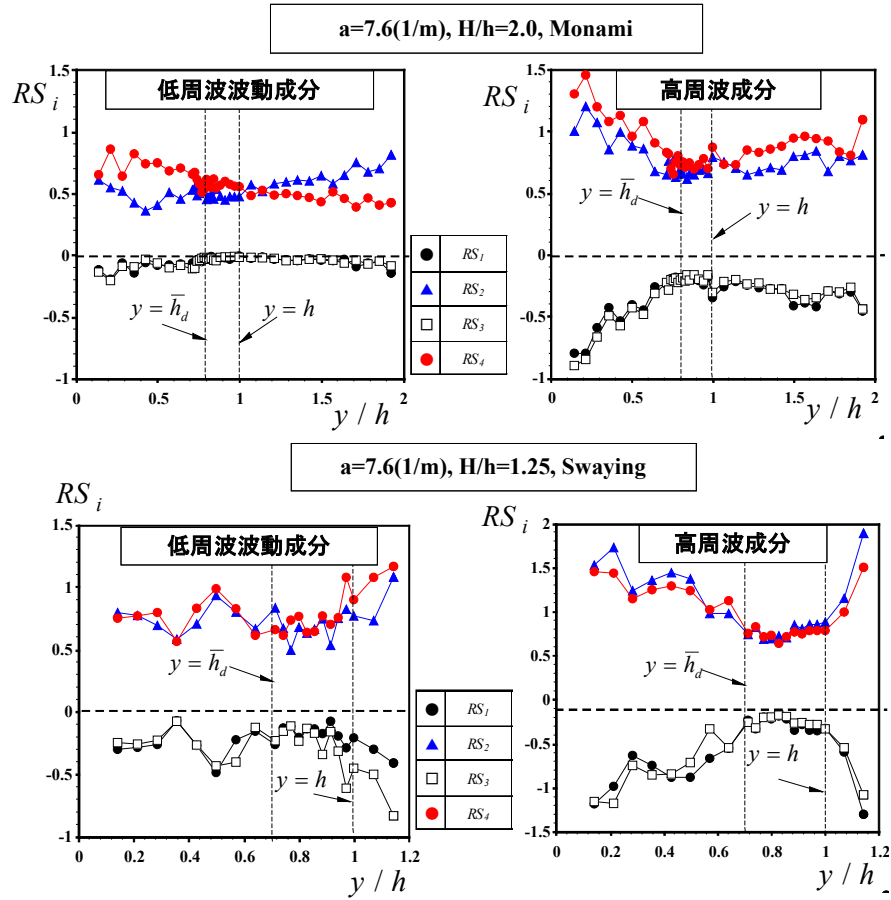


図-3.28 4象限区分解析(左：低周波成分，右：高周波成分)

最後に，図-3.28は低周波成分と高周波成分について瞬間レイノルズ応力の4象限区分解析を行ったものである<sup>25)</sup>。

$$RS_i = (\overline{uv})^{-1} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(t)v(t)I_i(t)dt \quad (i=1,2,3,4) \quad (3.13)$$

$(u, v)$ が $i$ 象限に存在するとき， $I_i(t)$ は1，それ以外は0とする判別関数である．これらの各象限は次の事象に対応している．

- $i=1$  ( $u > 0, v > 0$ ) : Outward interaction
- $i=2$  ( $u < 0, v > 0$ ) : Ejection
- $i=3$  ( $u < 0, v < 0$ ) : Inward interaction
- $i=4$  ( $u > 0, v < 0$ ) : Sweep

Monami ケース( $H/h=2.0$ )では低周波成分において植生内部で Sweep が Ejection より卓越し，植生外部では Ejection の寄与が大きくなっており，室田・福原(1983)<sup>2)</sup>の結果と一致している．高周波成分では Sweep と Ejection の間に明確な大小関係はみられず，Interaction である  $RS_1$  と  $RS_3$  の値が大きいため，組織的ではないといえる．Swaying ケース( $H/h=1.25$ )の組織構

造が発達していないために、低周波成分では  $RS_2$  と  $RS_4$  は  $RS_1$  と  $RS_3$  に比べて大きいものの、Monami ケースほど卓越していない。以上により藻波現象が発生すると流れの組織構造の存在がより明らかになり、藻波と Sweep, Ejection の間には重要な関係があると考えられる。高周波成分は  $RS_1$  と  $RS_3$  が大きく、また Sweep と Ejection の間に明確な違いはみられないことがわかった。

### 3.8 結語

本研究では、柔軟植生流れを対象に PIV 計測を行い、乱流統計量を剛体植生と比較検討した。さらに植生先端に蛍光粒子をつけて PTV 解析を行い植生のたわみと流速を同時計測する手法を開発した。特に藻波現象と呼ばれる柔軟植生の大規模な組織的揺動に注目し、PTV 計測結果から藻波現象の発生機構を解明した。以下に得られた主要な結果をまとめて示す。

- 1) 剛体植生と柔軟植生を比較した結果、柔軟植生では主流速分布の変曲点位置が直立高さ  $h$  よりも下方にシフトするのがみられた。レイノルズ数が増大するとたわみ平均高さ  $\bar{h}_d$  は減少し、植生はよりたわむ。
- 2) 剛体植生と柔軟植生のレイノルズ応力分布を比較した結果、藻波の発生するケースでは植生が大きく揺動するために植生先端で緩やかなピークをもつことがわかった。柔軟植生は揺動して植生内部への運動量輸送を遮蔽するため剛体植生と比べて運動量は河床方向に浸透しにくい。
- 3) レイノルズ応力の浸透厚さや時間平均渦の長さスケールの比較から、 $1 < H/h < 2$  の領域においてかぶり水深効果が顕著に現れ、組織渦が自由水面によって発達が制約されることがわかった。
- 4) 植生エレメントの揺動スペクトルと流速変動スペクトルのピーク周波数が一致することから植生の揺動と流れ構造の間に相互作用があると示唆された。またこれらの周波数は混合層の K-H 不安定波の周波数の理論値と一致し、大規模渦によって藻波現象が発生することが解明できた。
- 5) 植生先端位置によって 8 位相に分割し、位相ごとの流れ構造を比較したところ、Ejection によって植生が起き上がって  $h_d$  が増加し、Sweep によって植生が倒伏し  $h_d$  が減少していることがわかった。レイノルズ応力の位相解析から Ejection, Sweep が運動量輸送を支配していることが示された。
- 6) wavelet 解析を用いて瞬間流速データを藻波成分と高周波変動成分に分離した結果、

Monami ケースでは低周波レイノルズ応力が卓越することがわかった。またそれぞれの成分について 4 象限区分解析を行い、Monami ケースでは低周波成分において植生内部で Sweep が Ejection より卓越する傾向が顕著に観察された。

#### 参考文献

- 1) Ackerman, J.D. and Okubo, A. (1993): Reduced mixing in a marine macrophyte canopy, *Functional Ecology*, Vol. 7, pp.305-309.
- 2) 室田明, 福原輝幸 (1983): 水生植物を有する開水路流れの乱流構造に関する実験的研究, 土木学会論文報告集, 第 338 号, pp.97-103.
- 3) 池田駿介, 金沢稔, 太田賢一 (1996): 可撓性を有する沈水性植生層上の組織渦の 3 次元構造と穂波の発生, 土木学会論文集, No.515/II-31, pp.33-43.
- 4) 辻本哲郎, 北村忠紀 (1998): 柔軟な植生粗度を伴う流れに関する研究, 土木学会論文集, No.607/II-45, pp.29-44.
- 5) Grizzle, R., Short, F., Newell, C., Hoven, C. and Kindblom, L. (1996): Hydrodynamically induced synchronous waving of seagrasses: 'monami' and its possible effects on larval mussel settlement, *J. of Exp. Mar. Biol. Ecol.*, Vol. 206, pp.165-177.
- 6) Nepf, H.M. and Vivoni, E. R. (2000): Flow structure in depth-limited vegetated flow, *Journal of Geophysical Research*, Vol.105, No.C12, pp.28547-28557.
- 7) Ghisalberti, M. and Nepf, H. M. (2002): Mixing layers and coherent structures in vegetated aquatic flows, *J. of Geophysical Res.*, Vol. 107, pp.3-1 - 3-11.
- 8) 田村仁・灘岡和夫(2002): 可撓性に着目した藻場キャノピー周辺の流動・乱流構造に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 49 巻, pp.341-345.
- 9) 辻本剛三・山田浩之・柿木哲哉・日下部重幸(2003): 画像計測による海草周辺の水理特性に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 50 巻, pp.1091-1095.
- 10) Wilson, C.A.M.E., Stoesser, T., Bates, P.D. and Batemann, A. (2003): Open channel flow through different forms of submerged flexible vegetation, *J. of Hydraulic Engineering*, Vol. 129, pp.847-853.
- 11) Py, C., de Langre, E., Moulia, B., H'emon, P. (2005). Measurement of wind-induced motion of crop canopies from digital video images, *Argic. Forest Met.*, 130, 223-236.
- 12) Py, C., de Langre, E., Moulia, B (2006). A frequency lock-in mechanism in the interaction between wind and crop canopies, *J. Fluid Mech.*, 568, 425-449.
- 13) Ghisalberti, M., Nepf, H. (2006). The structure of the shear layer in flows over rigid and flexible canopies, *Environ. Fluid Mech.*, 6, 277-301.
- 14) Sukhodolov, A. and Sukhdolova, T. (2006): Evolution of mixing layers in turbulent flow over submerged vegetation: Field experiments and measurement study, *Proc. of River Flow 2006, Lisbon*, pp.525-534.

- 15) Zhu, W., van. Hout, R. and Katz, J. (2007): On the flow structure and turbulence during sweep and ejection events in a wind-tunnel model canopy, *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol.124, pp205-233
- 16) Ghisalberti, M., Nepf, H. (2008). Shallow Flows over a permeable medium: The hydrodynamics of submerged aquatic canopies, *Transp. Porous. Med.*, 78, 385-402
- 17) Nezu, I., Sanjou, M. (2008). Turbulence structure and coherent motion in vegetated canopy open-channel flows, *J. of Hydro-environment Res.*, IAHR, 2, 62-90.
- 18) 日野幹雄 (2000): 植生の大変形弾性振動を考慮した穂波発生メカニズムと物質・エネルギー交換過程の研究, 科学研究費補助金(基盤研究(C) (2))研究成果報告書
- 19) Velasco, D., Bateman, A. Redondo, J. and Demedina, V. (2003): An open channel flow experimental and theoretical study of resistance and turbulent characterization over flexible vegetated linings, *Flow Turbulence and Combustion*, Vol.70, pp.69-88.
- 20) Kouwen, N. and Unny, T.E.(1973): Flexible roughness in open-channels. *ASCE J. Hydraulics Div.* Vol. 99 (HY5), pp.713-727.
- 21) Ho, C.M., and Huerre, P. (1984). Perturbed free shear layers, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 16, 365-424.
- 22) Raupach, M. R., Finnigan, J.J. and Brunet, Y. (1996): Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: The mixing-layer analogy, *Boundary Layer Meteorology*, Vol.78, pp.351-382.
- 23) Finnigan, J. (1979). Turbulence in waving wheat; Mean statistics and Honami, *Boundary-Layer Meteor.*,16,181-211.
- 24) 中野宏毅, 山本鎮男, 吉田靖夫 (1999) : ウェーブレットによる信号処理と画像処理, 共立出版.
- 25) Nezu, I. and Nakagawa, H. (1993): *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR- Monograph, Balkema.

## 第4章

### 柔軟植生流れの揺動状態と流れ抵抗特性

#### 4 章に関連のある論文リスト

##### <英文>

1. Nezu, I., and Okamoto, T.: Effects of Vegetation Density on Coherent Structure in Flexible Vegetated Open-Channel Flow, Proc. of 33-rd IAHR Congress, Vancouver (6 pages on CD-ROM) , 2009
2. Nezu, I., and Okamoto, T.: Measurements of coherent waving motion of flexible vegetations, *Proc. of IAHR-APD Congress*, Auckland (6 pages on CD-ROM) , 2010

##### <和文>

3. 岡本隆明, 瀬津家久, 片山愛来: 柔軟植生の揺動が流れ抵抗および乱流構造に与える影響に関する研究, 水工学論文集, 土木学会, Vol.54, 2010. 掲載決定



## 4.1 概説

近年、河床低下や低水護岸の設置に伴い氾濫原の乾燥化が進み、そこに生育する植生種が減少している<sup>1)</sup>。これらを保全していくためには水辺環境に合った植生種の選定、外来種の駆除など人為による適切な管理が欠かせないため、開水路植生流れの流れ構造を解明することは河川工学上重要である。特に実河川植生は柔軟性を有し、流水に対して変形することで植生粗度の抵抗則や乱流構造がどのように変化するのかが興味深いテーマである。

植生流れの研究はこれまで多くの研究者によって行われている。

Kouwen ら(1969)<sup>2)</sup>は、水路底面に短冊状の柔軟植生を配置し、ピトー管を用いて、植生の流速分布への影響を調べ、植生層外部において対数則分布が成立することを発見した。Kouwen & Unny (1973)<sup>3)</sup>、Kouwen & Li (1980)<sup>4)</sup>は柔軟植生を用いた水路実験を行い、揺動状態の区分を試みた。すなわち、植生が倒伏状態(*Prone*)になるときの摩擦速度を限界摩擦速度と定義し、植生密度、剛性との関係式を求めた。Finnigan (1979)<sup>5)</sup>は小麦畑をホットフィルム風速計を用いて現地計測し、穂波現象と呼ばれる大気植生の組織的揺動について考察した。また植生先端部で発生する組織渦構造が植生内部への物質・運動量輸送を支配していることを明らかにした。

Stephan & Gutknecht (2002)<sup>6)</sup>は超音波流速計(ADV)を用いて柔軟植生場の抵抗特性と植生高さの関係を調べた。流速計測結果から植生高さが大きくなると、対数則分布の原点移動量が線形的に増加することを報告している。Jarvela (2002, 2005)<sup>7),8)</sup>は実植生を用いて水路実験を行い、流れ抵抗に及ぼす植生の剛性効果について検討した。柔軟植生における抵抗則は植生高さ、流速、水深などのパラメーターによって変化することを示した。Velasco ら(2003, 2008)<sup>9),10)</sup>は柔軟植生流れ場を対象に ADV を用いて実験を行い、流れ場と柔軟植生の変形量の関係を調べ、Kouwen & Unny (1973)<sup>3)</sup>の結果と良好な一致を得た。底面に植生帯が存在すると滑面状態に比べて抵抗が大きくなり、また植生密度が増加すると抵抗係数も大きくなる。Carollo ら(2005)<sup>11)</sup>は柔軟植生場を ADV を用いて流速計測し、植生密度が流れ抵抗に与える影響を調べた。彼らの結果は Velasco ら (2003)<sup>9)</sup>と異なり、植生密度が大きくなると単調的に流れ場の抵抗が増加するとは限らず、ある値でピークをもつことを提案している。

Righetti (2008)<sup>12)</sup>は柔軟植生流れにおいて ADV によって流速 3 成分を同時計測し、平均流構造と乱れ構造を調べた。時間平均操作と空間平均操作を導入し(Double averaging method: DAM)、平均流速、植生密度、植生の剛性などのパラメーターによって植生先端部の混合層の発達が支配されることを指摘した。Peralta ら(2008)<sup>13)</sup>は種々の剛性、植え付け密度の植生を用いた水路実験において ADV による乱流計測を行い、柔軟植生流れでは植生内部のレイノルズ応力が大きく低減されるという結果を得ている。Nikora ら(2008)<sup>14)</sup>は植生の種類や配置パターンを系統変化させて、実河川植生の抵抗則を研究した。各種パラメーターの中でもかぶり水深によって植生流れの流れ抵抗が支配されることを明らかにした。

Nezu & Sanjou (2008)<sup>15)</sup>、Nepf & Ghisalberti (2008)<sup>16)</sup>は、全水没植生開水路流れにおける流速分布や乱れ構造、鉛直輸送について詳細にレビューしており、全水没植生流れでは、植生先端付近では流速シアによる乱れ植生内部では wake による乱れが支配的になることを

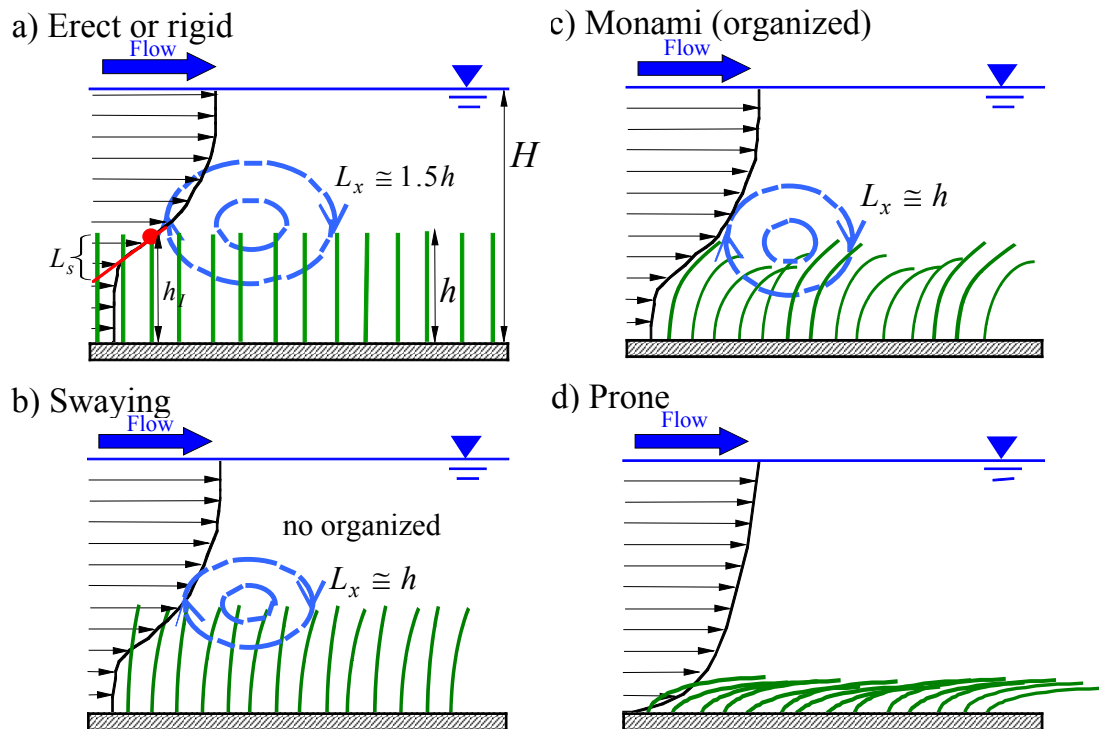


図-4.1 柔軟植生の揺動状態区分

報告した. Okamoto & Nezu (2009)<sup>17)</sup> は PIV と PTV を併用して柔軟植生の揺動と瞬間流速を同時計測し, sweep によって柔軟植生が組織的にたわみ, 藻波現象が発生することを指摘した. また位相平均を導入し, 植生の先端変位によって乱流構造が異なることを解明している.

このように植生開水路流れについては多くの研究者によって様々な知見が得られている. しかしながら, 植生流れの組織乱流構造や大規模渦の瞬間挙動については十分な知見が得られていない. また室田・福原(1983)<sup>18)</sup>によって植生密度が小さいと藻波現象は発生しないとされているが, 植生密度と藻波の発生の関係性についても未解明点が多い. そこで本研究の前半部では, 植生密度を系統変化させて柔軟植生を対象に高速カメラによる PIV 解析を行い, 植生密度と組織渦構造の関係を解明する.

## 4.2 柔軟植生の揺動状態について

### (1) 柔軟植生の揺動状態区分

柔軟植生流れでは流速や植生の剛性によって揺動が変化することが知られている. 柔軟植生の揺動状態はその特性から次の4つの状態に区分して考えることができる. (Carollo ら (2005)<sup>11)</sup>, Okamoto & Nezu (2009)<sup>17)</sup>)

#### 1. *Erect* : 植生が直立している状態

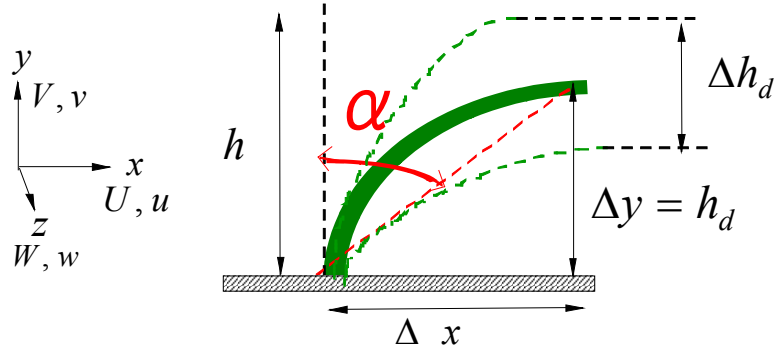


図-4.2 柔軟植生モデル

2. *Gently Swaying* : 植生が個々に揺動している状態
3. *Monami* : 植生のたわみが大きくなり、組織的に揺動している状態
4. *Prone* : 植生が倒伏している状態

図-4.1 に模式図を示す。  $\bar{h}_d$  は柔軟植生の時間平均折れ曲がり高さ。 *Erect* 状態は平均流速が小さいときに観察され、剛体植生とよく似た特性を示す。流速が大きくなると *Gently Swaying* や *Monami* 状態になるが、これらは植生のパラメーターによって変化する。特に藻波現象は植生密度が大きい場合にのみ発生するとされている。そこで本研究の前半部では植生密度と藻波現象の関係について考察する。

植生の剛性が小さいまたは流速が大きいに植生は *Prone* 状態になる。剛性の大きな植生では平均流速が大きなケースでないと *Prone* 状態にはならない。Kouwen & Unny (1973)<sup>3)</sup> は摩擦速度  $U_*$  が限界摩擦速度  $U_{*c}$  を超えたケースでは植生が倒伏状態(*Prone*)になるとした。限界摩擦速度  $U_{*c}$  は植生長さや植生密度、剛性などのパラメーターによって変化する。

## (2) 柔軟植生の揺動の支配パラメーター

図-4.2 に柔軟植生流れの模式図を示す。  $h$  は植生の直立高さ、  $h_d$  は植生の折れ曲がり高さである。Ghisalberti & Nepf(2002)<sup>19)</sup> は柔軟植生の揺動を支配するパラメーターとして無次元パラメーター  $\lambda_f = F_R / F_D$  を提案した。柔軟植生の折れ曲がりに対する反発力  $F_R$  は次式で計算される。

$$F_R \sim \frac{M_I}{h} \sim \frac{J}{h} \left( \frac{\Delta x}{h_d^2} \right) \sim \frac{J}{h} \left( \frac{h \sin \alpha}{h^2 \cos^2 \alpha} \right) = \frac{J}{h^2} f_1(\alpha) \quad (4.1)$$

$M_I$  は慣性モーメント、  $J(=EI=Ewt^3/12)$  は曲げ剛性、  $\Delta x$  は植生の流下方向変位である。反発力  $F_R$  と流体の植生抗力  $F_D$  との比  $\lambda_f$  は次式のように表される。

$$\frac{F_R}{F_D} \sim \frac{(J/h^2)f_1(\alpha)}{\rho_w AC_D \bar{U}^2} \sim \frac{Et^3 f_1(\alpha)}{h^3 \bar{U}^2 \rho_w \cos \alpha C_D} \quad (4.2)$$

$$\lambda_f \equiv \frac{Et^3}{h^3 \bar{U}^2} \quad (4.3)$$

$\bar{U}$  は植生内部の平均流速,  $b$  は植生モデルの幅,  $t$  は植生モデルの厚さ,  $A(=bh \cos \alpha)$  は植生の断面積. 式(4.3)から植生モデルの長さ  $h$  と平均流速  $\bar{U}$  が植生の揺動における重要なパラメーターであると考えられる. そこで本研究の後半部では柔軟植生モデルの長さおよび断面平均流速  $\bar{U}$  を変化させることで, 植生の揺動振幅, 振動数が流れ場に与える影響を調べる.

### (3) 植生の変形と抵抗則

柔軟植生の研究は数多くみられるが, 多くは流れ抵抗則を明らかにすることを目的としている. Kouwen & Unny (1973)<sup>3)</sup>は次元解析を行って, 柔軟植生の抵抗則が次式で表されることを示した.

$$\frac{U}{U_*} = \Phi \left[ \frac{h}{(mEI / \rho g HS)^{1/4}}, \frac{h_d}{h}, \frac{h_d}{H} \right] = \Phi \left( B_h, \frac{h_d}{h}, \frac{h_d}{H} \right) \quad (4.4)$$

$m$  は単位面積あたりの植生の本数. 次元解析から, 柔軟植生の抵抗則は植生たわみ高さと植生パラメーター  $B_h = h / (mEI / \rho g HS)^{1/4}$  によって決定されることがわかった. Kouwen & Unny (1973)<sup>3)</sup>は1本の植生ではなく, 植生群落を表すパラメーターとして  $mEI$  を考案した. すなわち植生密度  $m$  が増加するのは1本の植生の剛性  $EI$  が大きくなるのと同じ効果をもつことがわかる. また Kouwen & Unny (1973)<sup>3)</sup>は  $mEI$  によって植生の揺動状態が変化するとしている.

図-4.3 に柔軟植生の折れ曲がり高さ  $\bar{h}_d / h$  を無次元パラメーター  $(mEI / \rho U_*^2)^{1/4} / h$  に対してプロットした. ここで  $m$  は Kouwen & Unny (1973)<sup>3)</sup>の定義した植生密度で単位面積あたりの植生の本数で次式から算出される.

$$a = mb \quad (4.5)$$

$\bar{h}_d / h$  は Okamoto & Nezu (2009)<sup>17)</sup>の PTV 計測データを用いた. 比較のため Kouwen & Unny (1973)<sup>3)</sup>の結果も併示した. Kouwen & Unny (1973)<sup>3)</sup>は6種類の柔軟植生を用いた水路実験を行い, 柔軟植生のたわみ高さは植生の剛性  $EI$  の関数として次式で計算できることを示した.

$$\frac{h_d}{h} = \frac{3.57}{h} \left( \frac{mEI}{\rho U_*^2} \right)^{1/4} - 0.286 \quad (4.6)$$

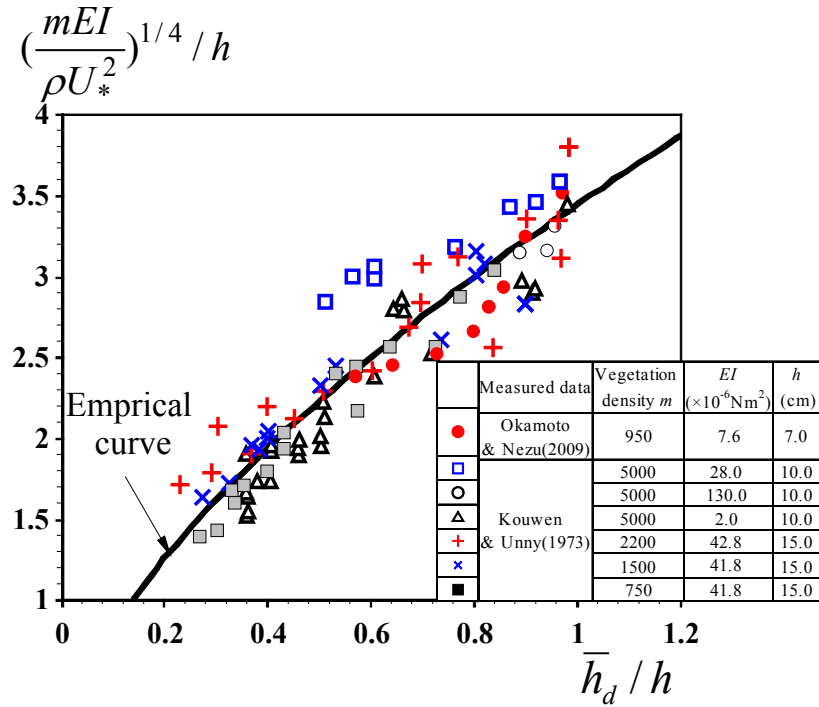


図-4.3 植生の剛性と変形量の関係

本研究のデータは経験式(4.6)に従っており，Kouwen & Unny (1973)<sup>3)</sup>の結果とよく一致している．これより，Kouwen & Unny (1973)<sup>3)</sup>の経験式(4.6)から植生のたわみ高さ  $\bar{h}_d$  を計算することが可能であることが示された．式(4.6)は以下のように記述することができる．

$$mEI = \frac{1}{3.57} (\bar{h}_d + 0.286h)^4 \rho U_*^2 \quad (4.7)$$

式(4.7)を用いると実河川において植生長さ  $h$ ，たわみ高さ  $\bar{h}_d$ ，植生密度  $m$  と摩擦速度  $U_*$  を計測することで柔軟植生の剛性を計算することができる．

### 4.3 実験システム

実験に用いた水路は前章で示したものと同様の全長 10m，幅 40cm，高さ 50cm の可変勾配型水路である(図-4.4)．等流状態になるように水路勾配を変化させている． $x, y$  および  $z$  は，それぞれ流下方向，鉛直方向および横断方向である． $U, V$  および  $W$  は各方向における時間平均流速， $u, v$  および  $w$  はそれぞれ瞬間流速  $\tilde{u}, \tilde{v}$  および  $\tilde{w}$  の乱れ変動成分を示す(レイノルズ分解法)．柔軟植生モデルは OHP シートを幅  $b=8\text{mm}$ ，厚さ  $t=0.1\text{mm}$  の短冊状に切ったもので，植生長さを  $h=50, 70, 90, 105\text{mm}$  の 4 通りに変化させている．剛体植生<sup>15)</sup>は高さ 50mm，幅 8mm，厚さ 1mm のアクリル板で作成した．水路底面に計測部を含めて 8m の区間にわたって植生モデルを正方格子状に配置した．

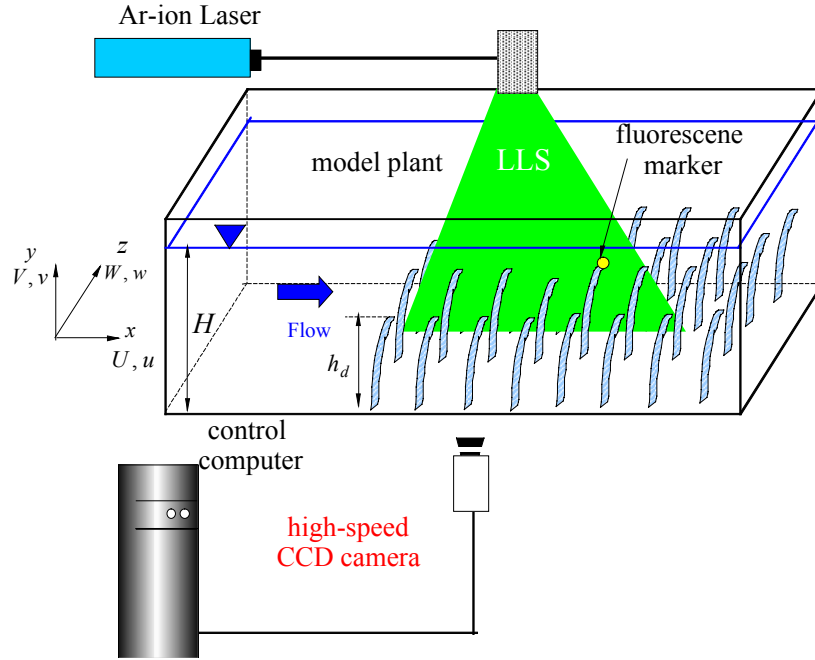


図-4.4 実験装置図

前節と同様にPIVとPTV法を併用して瞬間流速( $\tilde{u}, \tilde{v}$ )と柔軟植生の先端変位( $\Delta x, \Delta y$ )を同時計測した。瞬間流速ベクトルの算出にはPIV法を用いた。3WのAr-ionレーザーを光源として水路上方から厚さ2mmのレーザーライトシート(LLS)を照射し、側方に設置した高速度CMOSカメラ(1024×1024 pixel)でデジタル撮影した。LLSの照射位置は植生要素間<sup>9)</sup>である。トレーサーには粒径100 $\mu\text{m}$ 、比重1.02のポリスチレン粒子を用いた。カメラに40Hzの外部トリガーを与えて、500Hzのフレームレートで2枚の連続画像のペアを60秒間計測した。撮影領域のサイズ( $x, y$ )は全水深領域を含むように30cm×30cm領域である。また柔軟植生の先端に蛍光球(直径1mm)を接着し、LLSを照射することで先端変位をPTV法で同時計測した。

水理条件は表-4.1, 表-4.2に示す。Series1では柔軟植生と剛体植生について植生密度 $\phi$ を系統変化させ、計12ケース設定した。断面平均流速 $U_m$ 、かぶり水深比 $H/h$ は全ケースで一定とした。本研究の植生密度 $\phi$ は次式で算出した。

$$\phi = nAb/V_o \quad (4.8)$$

$n$ は体積 $V_o$ における植生の数で、 $A$ は流れに垂直方向の植生要素の投影面積、 $b$ は植生要素の幅である。

表-4.2, Series2では柔軟植生モデルの長さ $h$ を系統変化させ、5種類の植生モデルを用いて計27ケース設定した。植生密度 $\phi$ 、かぶり水深比 $H/h$ は全ケースで一定とした。表中の右端の欄は植生の揺動状態を表しており、Swaying(S)は植生が個々に揺動する状態、Monami(M)は植生が組織的に揺動する状態で、Prone(P)は植生が倒伏した状態を示す。

表-4.1 実験条件(Series1)

Case	$\Phi$	$H$ (cm)	$h$ (cm)	$H/h$	$U_m$ (cm/s)	Fr	Re	Classification of plant motion
R-a	0.243	15.0	5.0	3.0	20.0	0.17	30000	Rigid
R-b	0.137	15.0	5.0	3.0	20.0	0.17	30000	
R-c	0.061	15.0	5.0	3.0	20.0	0.17	30000	
R-d	0.034	15.0	5.0	3.0	20.0	0.17	30000	
R-e	0.022	15.0	5.0	3.0	20.0	0.17	30000	
R-f	0.015	15.0	5.0	3.0	20.0	0.17	30000	
F-a	0.243	21.0	7.0	3.0	20.0	0.14	42000	Swaying(S)
F-b	0.137	21.0	7.0	3.0	20.0	0.14	42000	Monami(M)
F-c	0.061	21.0	7.0	3.0	20.0	0.14	42000	
F-d	0.034	21.0	7.0	3.0	20.0	0.14	42000	
F-e	0.022	21.0	7.0	3.0	20.0	0.14	42000	
F-f	0.015	21.0	7.0	3.0	20.0	0.14	42000	

表-4.2 実験条件(Series2)

Case	$\Phi$	$H$ (cm)	$h$ (cm)	$h_d$ (cm)	$H/h$	$U_m$ (cm/s)	Fr	Re	Classification of plant motion
R-1	0.061	15.0	5.0	-	3.0	10.0	0.08	15000	Rigid(R)
R-2	0.061	15.0	5.0	-	3.0	12.0	0.10	18000	
R-3	0.061	15.0	5.0	-	3.0	15.0	0.12	22500	
R-4	0.061	15.0	5.0	-	3.0	17.0	0.14	25500	
R-5	0.061	15.0	5.0	-	3.0	20.0	0.16	30000	
R-6	0.061	15.0	5.0	-	3.0	25.0	0.21	37500	
F5-1	0.061	15.0	5.0	4.9	3.0	10.0	0.08	15000	Swaying(S)
F5-2	0.061	15.0	5.0	4.6	3.0	12.0	0.10	18000	
F5-3	0.061	15.0	5.0	4.4	3.0	15.0	0.12	22500	
F5-4	0.061	15.0	5.0	4.2	3.0	17.0	0.14	25500	
F5-5	0.061	15.0	5.0	4.0	3.0	20.0	0.16	30000	
F5-6	0.061	15.0	5.0	3.6	3.0	25.0	0.21	37500	
F5-7	0.061	15.0	5.0	3.4	3.0	30.0	0.25	45000	Monami(M)
F5-8	0.061	15.0	5.0	3.0	3.0	35.0	0.29	52500	
F7-1	0.061	21.0	7.0	6.8	3.0	10.0	0.07	21000	Swaying(S)
F7-2	0.061	21.0	7.0	6.3	3.0	12.0	0.08	25200	
F7-3	0.061	21.0	7.0	6.0	3.0	15.0	0.10	31500	Monami(M)
F7-4	0.061	21.0	7.0	5.8	3.0	17.0	0.12	35700	
F7-5	0.061	21.0	7.0	5.6	3.0	20.0	0.14	42000	
F7-6	0.061	21.0	7.0	5.1	3.0	25.0	0.17	52500	
F7-7	0.061	21.0	7.0	4.5	3.0	30.0	0.21	63000	
F7-8	0.061	21.0	7.0	4.0	3.0	35.0	0.24	73500	Prone(P)
F9-1	0.061	27.0	9.0	7.8	3.0	10.0	0.06	27000	Swaying(S)
F9-2	0.061	27.0	9.0	7.5	3.0	12.0	0.07	32400	
F9-3	0.061	27.0	9.0	7.1	3.0	15.0	0.09	40500	Monami(M)
F9-4	0.061	27.0	9.0	6.5	3.0	17.0	0.10	45900	
F9-5	0.061	27.0	9.0	6.0	3.0	20.0	0.12	54000	Prone(P)
F9-6	0.061	27.0	9.0	5.4	3.0	25.0	0.15	67500	
F10.5-1	0.061	31.5	10.5	8.6	3.0	10.0	0.06	31500	Swaying(S)
F10.5-2	0.061	31.5	10.5	7.6	3.0	12.0	0.07	37800	Monami(M)
F10.5-3	0.061	31.5	10.5	7.3	3.0	15.0	0.09	47250	
F10.5-4	0.061	31.5	10.5	6.8	3.0	17.0	0.10	53550	Prone(P)
F10.5-5	0.061	31.5	10.5	6.1	3.0	20.0	0.11	63000	
F10.5-6	0.061	31.5	10.5	5.8	3.0	25.0	0.14	78750	

#### 4.4 植生密度が藻波現象に及ぼす影響に関する実験的検討

##### (1) 平均流構造

まず最初に柔軟植生と剛体植生について植生密度効果を比較する。

図-4.5 に柔軟植生について時間平均主流速  $U$  の分布の鉛直分布を比較した。結果は植生先端 ( $y = h$ ) における主流速の値  $U_h \equiv U(y = h)$  で無次元化している。植生密度が大きくなると、植生内部で流速が低減するために植生先端部での流速シアーが大きくなっている。また流速分布の変曲点位置は植生密度が小さいケースほど下方にみられた。これは植生の時間平均たわみ高さ  $\bar{h}_d$  が植生密度によって異なるためだと思われる。

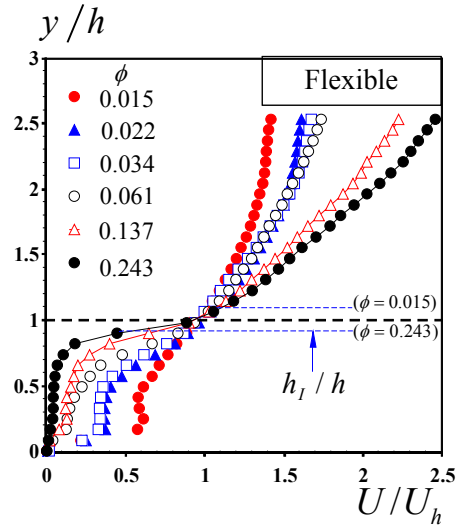


図-4.5 (a)主流速分布の比較, (b) 植生のたわみ高さと植生密度

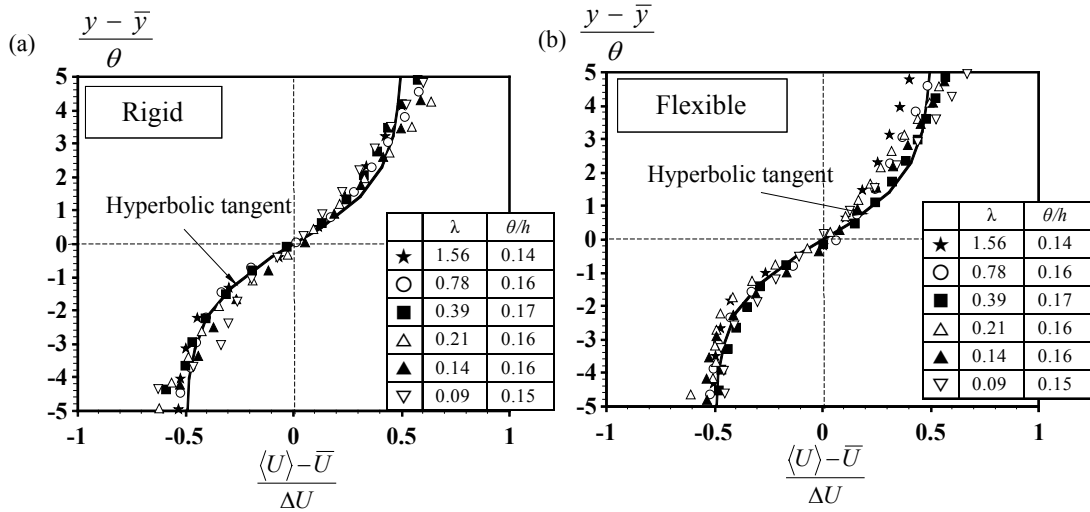


図-4.6 混合層型流速分布との比較

図-4.6 は柔軟植生と剛性植生のケースについて混合層で成立する hyperbolic tangent 型の流速分布(4.9)と比較した。

$$\frac{U - \bar{U}}{\Delta U} = \frac{1}{2} \tanh\left(\frac{y - \bar{y}}{2\theta}\right) \quad (4.9)$$

ここで  $\bar{U} = 1/2(U_1 + U_2)$ ,  $\Delta U = U_2 - U_1$ ,  $\theta$  は運動量厚さで流れ場から決定される。柔軟植生と剛性植生のケースについて植生先端付近の流速分布が  $\tanh$  型分布に近くなっているのが観察され、興味深い。また植生密度の大きなケースで式(4.9)に従うのに対して、植生密度が減少すると流速分布(4.9)からのずれが大きくなる傾向がみられる。これらの結果から植生密度の大きなケースで混合層のせん断不安定性によって発生する大規模渦が発生し、



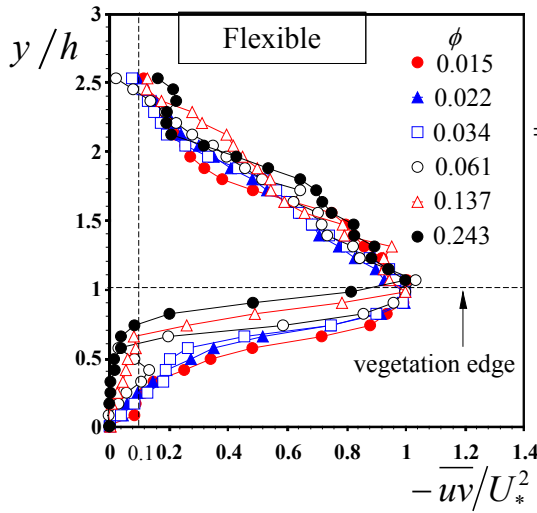


図-4.7 レイノルズ応力分布の比較

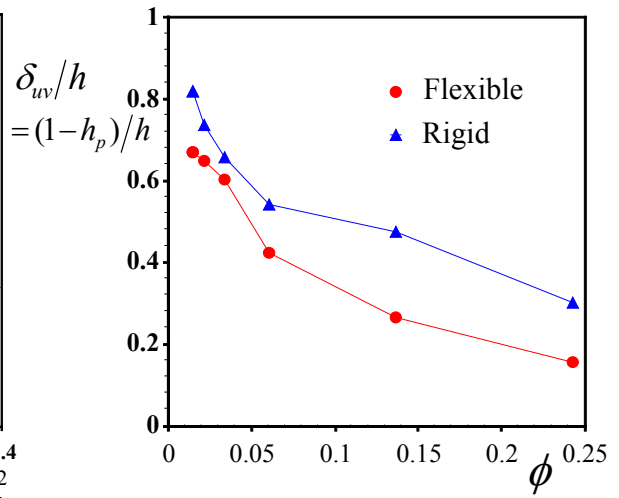


図-4.8 レイノルズ応力分布の浸透厚さと植生密度

藻波が発生することが推測される。

## (2) 運動量輸送構造について

図-4.7 に柔軟植生についてレイノルズ応力分布  $-\overline{uv}$  を比較した。値はレイノルズ応力分布の植生先端でのピーク値  $-\overline{uv}_h = U_*^2$  で無次元化している。植生密度  $\phi$  が増加すると植生内部での  $-\overline{uv}$  の値が小さくなっているのが観察される。これは植生密度が増加すると植生内部への運動量輸送が柔軟植生によって遮蔽されるためと考えられ、2章で考察した剛体植生の結果と一致している。この特性を定量評価するために図-4.8 に柔軟植生と剛体植生ケースのレイノルズ応力の浸透高さ  $\delta_{uv} = 1 - h_p$  を比較した。柔軟植生と剛体植生ケースともに植生密度が減少すると  $\delta_{uv}$  の値が大きくなる傾向がみられ、植生密度の小さなケースではレイノルズ応力が底面付近にまで浸透する。また柔軟植生ケースの方が植生密度の大小に関係なく  $\delta_{uv}$  が小さくなっており、注目される。この結果から柔軟植生が折れ曲がると運動量の浸透が遮蔽されることが確認できた。

図-4.9(a) に Monami ケースのレイノルズ応力の4象限区分解析結果を示す。柔軟植生ケースでも剛体植生と同様に植生内部で sweep が ejection より卓越している。Sweep が植生内部への栄養塩や浮遊砂輸送などを支配するため、植生の剛性によって Sweep の強さがどう変化するのは興味深いテーマである。これを調べるため、図-4.9(b) 植生と柔軟植生について植生内部領域における sweep と ejection のレイノルズ応力への寄与率を比較した。レイノルズ応力への寄与を比較するために次式で定義される  $R_{S/E}$  を用いた<sup>21)</sup>。

$$R_{S/E} = \frac{1}{h_d - h_p} \int_{h_p}^{h_d} (\overline{RS_4} / \overline{RS_2}) dy \quad (4.10)$$

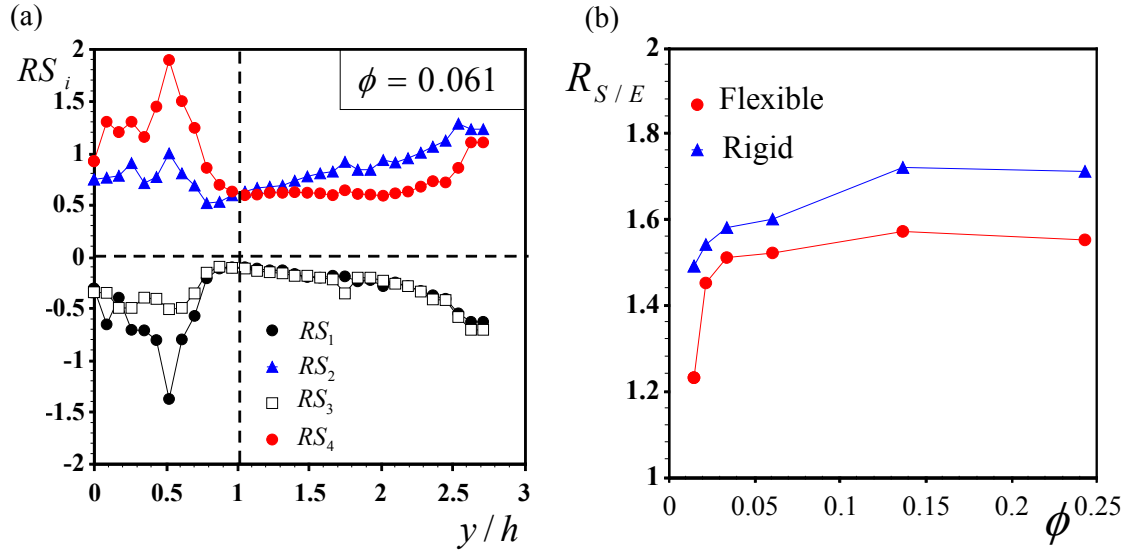


図-4.9 (a) レイノルズ応力の4象限区分解析  
(b) Sweep, Ejection の寄与率の比

(4.10)式より,  $R_{S/E}$  の値が大きくなるほど sweep の寄与率が大きくなることから植生密度が増大すると  $R_{S/E}$  が大きくなる傾向がみられる. これより植生密度が増加すると植生先端部の流速シアが大きくなり, 組織渦構造が発達し, 結果として sweep の寄与が大きくなっていることがわかる. この傾向は Ghisalberti & Nepf (2006)<sup>20)</sup> や Poggi ら (2004)<sup>21)</sup> の結果と一致する. 図から植生密度  $\phi = 0.015 \sim 0.061$  の領域で  $R_{S/E}$  が急激に増加しており  $\phi > 0.061$  では一定値に近づく傾向がみられるため,  $\phi = 0.015 \sim 0.061$  に遷移領域が存在すると考えられる.

また図から柔軟植生と比較して剛体植生ケースの  $R_{S/E}$  が大きくなっているのが観察される. これは図-4.8 レイノルズ応力の浸透厚さ  $\delta_{uv}$  の傾向と一致しており, 剛体植生ケースでは sweep の寄与が大きくなったために浸透厚さ  $\delta_{uv}$  が増加したと考えられる.

### (3) 組織渦の浸透厚さ

2章で考察したように植生流れには shear-scale と stem-scale の2つのスケールの乱れが存在する. stem-scale の乱れは植生周りの wake によって発生し(wake generation), 植生の直径程度のスケールをもつ. これに対して, 植生先端付近の Mixing-layer zone では shear-scale の乱れが発生し, 多くの場合 shear-scale は植生長さ程度の大きさをもつ( $t_{ml} \sim h$ ). Shaw & Segner (1985)<sup>22)</sup>は植生長さ  $h$  と直径のスケール  $r$  が大きく異なるケースでは( $r \ll h$ ), 乱れエネルギー収支は shear-scale と wake スケールに分けて考えることができることを指摘した.

植生抗力が働くことで平均流エネルギーから乱れエネルギーが生成され, その生成効率は  $Uf = U(f_d + f_v)$  で表される. 特に形状抗力が支配的な非水没状態の剛体植生流れでは,  $Uf_d$  によって平均流エネルギーは全て wake スケールの乱れエネルギーに転換される. これ

に対して、Nikora & Nikora (2007)<sup>23)</sup>は全水没状態の柔軟植生流れでは形状抗力が小さく、stem-scale の乱れはほとんど生成されないことを報告している。

Wilson(1988)<sup>24)</sup>は shear-scale の乱れの逸散率は乱れ強度に比例し、次式で計算されることを示した。

$$\varepsilon_s = \frac{1}{2} C_D a U (2u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (4.11)$$

shear-scale における乱れエネルギー収支式は次式で表される。

$$\frac{D}{Dt} k_s = -\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} - \frac{1}{2} C_D a U (2u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (4.12)$$

第1項が生成項、第2項が逸散項である。植生領域の上流端ではせん断層厚は小さく生成項が大きい(large:  $\partial U / \partial y$ )。一方で渦スケールや乱れが小さいため(small:  $u', v', w'$ )、逸散項が小さくなる。これらの結果から生成項が逸散項より大きいため、組織渦は流下方向に発達していくと考えられる。K-H 渦が発達するにつれて乱れが大きくなるため(large:  $u', v', w'$ )、植生の逸散率は増加する。このように逸散率が増加していき、生成項と平衡状態になると ( $Dk_s / Dt = 0$ )、渦の流下方向の発達は止まると考えられる。この領域では式(4.12)は次式のようになる。

$$\frac{UC_D a}{\partial U / \partial y} = -\frac{\overline{2uv}}{2u'^2 + v'^2 + w'^2} \quad (4.13)$$

Nepf ら(2007)<sup>25)</sup>は既往研究の実験値から式(4.13)の両辺の値を計算し、良好な一致を得ている(左辺は  $0.23 \pm 0.06$ 、右辺は  $0.2 \pm 0.03$ )。この値はレイノルズ数の影響を受けない。さらに植生せん断層(Canopy sub-layer)の値は自由境界層流れの値 0.21(Wygnanski & Fielder (1970)<sup>26)</sup>)と一致している。

上述のようにレイノルズ応力から浸透厚さ評価できるが、浮遊砂が存在する実河川ではレイノルズ応力を高精度に計測することは困難である。そこで Nepf ら(2007)<sup>25)</sup>は K-H 不安定渦の植生内部への浸透厚さ  $\delta_e (= L_s)$  を次式で定義した。

$$\delta_e = \frac{U(h)}{\partial U / \partial y_{y=h}} \quad (4.14)$$

植生流れでは植生先端部で流速分布が変曲点をもつため、 $\delta_e$  は混合層の厚さを表している。浸透厚さ  $\delta_e$  とエネルギー平衡式(4.13)から次式が得られる。

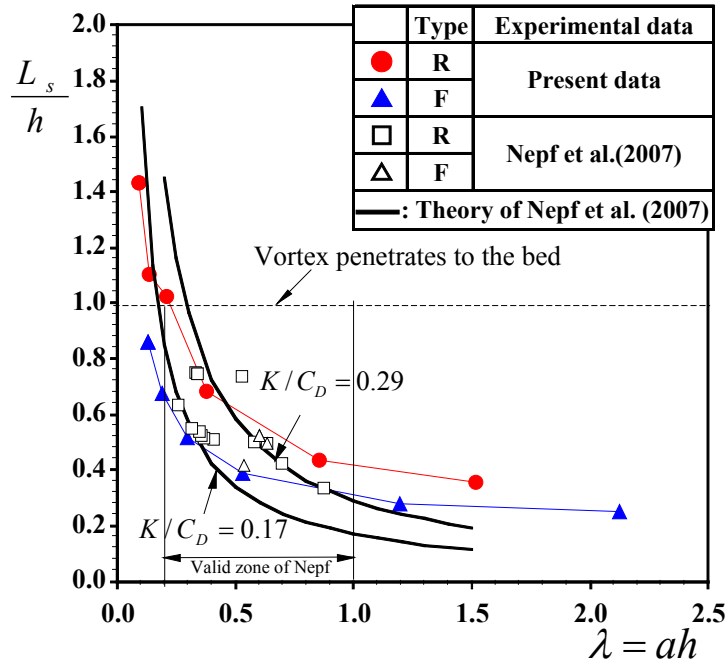


図-4.10 組織渦の浸透厚さ

$$\frac{\delta_e}{h} = \frac{K}{C_D ah} \quad (C_D ah = 0.2 - 1.0) \quad (4.15)$$

ここで  $K=0.23 \pm 0.06$ . Nepf ら(2007)<sup>25)</sup>の提案した式(4.15)は植生密度  $C_D ah = 0.2 - 1.0$  の範囲で成立する. 図-4.10 は柔軟植生と剛体植生の浸透厚さ  $\delta_e$  を比較したものである.  $\delta_e$  は  $C_D ah = 0.2 - 1.0$  の範囲で式(4.15)に一致している.  $\delta_e$  の値は植生密度が増加すると小さくなっており, 図-4.8 の運動量の浸透高さ  $\delta_{uv}$  の結果と一致する. また柔軟植生より剛体植生ケースの  $\delta_e$  が大きくなっているため, 柔軟植生流れでは植生内部への渦の浸透が小さく, 結果として混合層厚が小さくなると推測される.

#### (4) 植生の揺動状態の植生密度変化

次に柔軟植生の揺動状態の植生密度変化を調べる. 図-4.11(a)に  $\phi = 0.015$ (Swaying),  $0.061$ (Monami)のケースについて流下方向と鉛直方向の植生先端変位  $\Delta x$  と  $\Delta y$  を比較した.  $\phi = 0.015$  のケースの方が植生が大きくたわんでおり, 大きく揺動しているのがわかる. 図-4.5(b)には柔軟植生の全ケースの植生の時間平均たわみ高さ  $\bar{h}_d$  と揺動の振幅  $\Delta \bar{h}_d$  をまとめた. 植生密度が大きくなると時間平均たわみ高さ  $\bar{h}_d$  が大きく, 揺動の振幅  $\Delta \bar{h}_d$  が小さくなる傾向がみられた. これは図-4.11(b)からもわかるように植生密度の大きなケースでは植生内部で流速が大きく低減されて, 柔軟植生にかかる流体力が小さくなるためだと考えられる.

藻波現象を定量的に評価するためにコスペクトルを比較した. 図-4.12 には

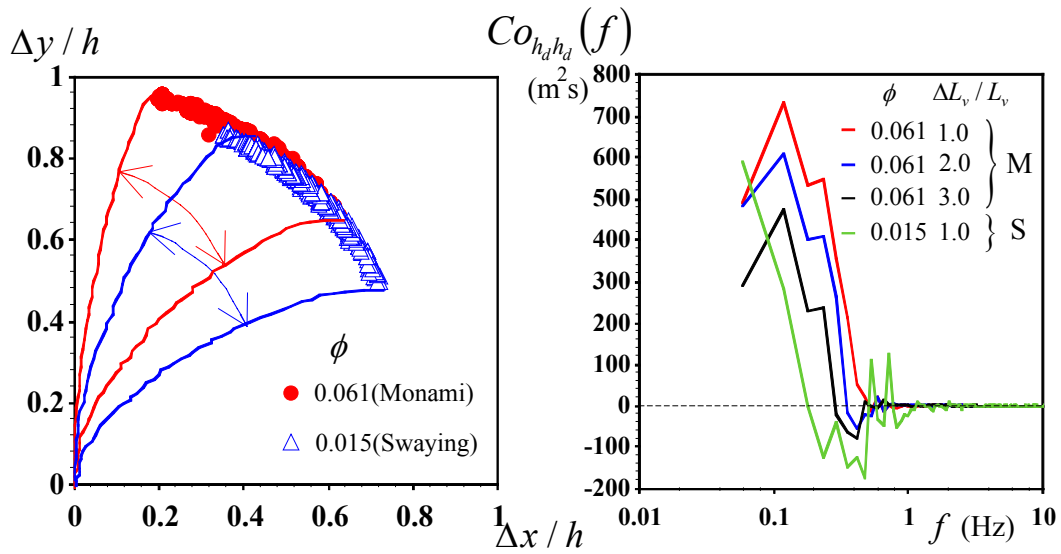


図-4.11 植生密度による柔軟植生の揺動状態の変化

図-4.12 柔軟植生の揺動コスペクトル

$\phi = 0.015$ (Swaying),  $0.061$ (Monami)のケースについて 2 本の柔軟植生の先端変位鉛直方向変動  $h_d(t)$  間のコスペクトル  $Co_{h_d h_d}$  を図示した. 図中の  $\Delta L_v$  はコスペクトルをとる 2 本の植生間の流下方向距離を表す. Monami ケースでは低周波帯で正の大きな相関がみられ,  $\Delta L_v$  が増加するにつれて正の相関が小さくなっている. これより Monami ケースでは 2 本の植生間の揺動の位相が合っているため, 柔軟植生が組織的に揺動していることが評価でき, 注目される. これに対して Swaying ケースでは同一の流下方向距離  $\Delta L_v = 6.4$ (cm)で比較して Monami ケースより相関が小さいため, 植生が個々に揺動している. これらの結果から植生変位のコスペクトルを評価することで Monami と Swaying を判別できるとわかり, 注目される.

##### (5) 瞬間流速場の Zone 分け

Adrian ら<sup>27)</sup>は境界層流れにおいて瞬間流速場から時間平均流速ではなく時空間相関から求めた移流速度を引くことで, 一定運動量の”Zone”を決定した. また Zone 境界とヘアピン渦の head が一致することを解明した. 以下では柔軟植生流れに Adrian<sup>27)</sup>の手法が適用できるかどうかを検討した.

図-4.13 に  $\phi = 0.061$ (Monami)のケースにおける瞬間ベクトル分布を示す. 図-4.13 中には乱れ変動成分  $u$  のコンターをカラー表示した. 図-4.14 は図-4.13 と同時刻の局所主流速から植生先端( $y=h$ )の移流速度  $U_c(h)$ を引いた移動座標系の瞬間ベクトル分布を時系列的に示したものである. 図中には瞬間流速  $(\tilde{u} - U_c(h))/U_*$ をカラー表示し, Zone 境界を赤線で表示した. 本研究では Adrian ら<sup>27)</sup>の手法に基づいて瞬間流速場を次のように 3 つの Zone に分けた.

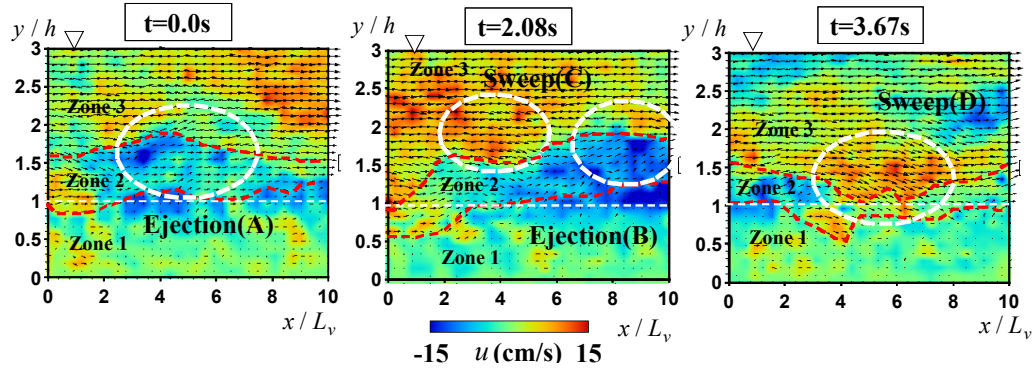


図-4.13 瞬間ベクトル分布

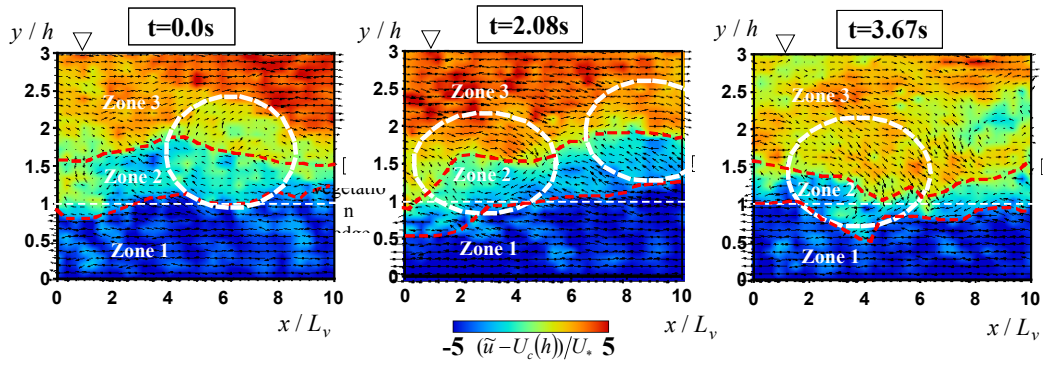


図-4.14 Zone分けと渦状ベクトルの抽出

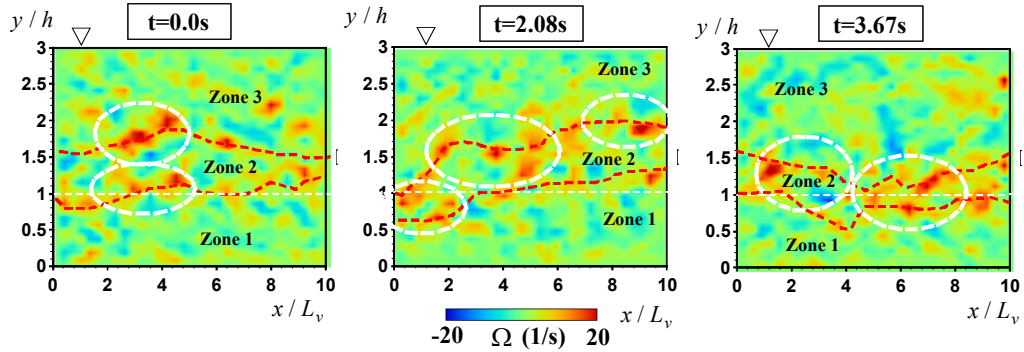


図-4.15 瞬間渦度分布

$$\begin{aligned}
 \text{Zone1:} & \quad -5 < (\tilde{u} - U_c(h))/U_* < -3 \\
 \text{Zone2:} & \quad -3 < (\tilde{u} - U_c(h))/U_* < 1 \\
 \text{Zone3:} & \quad 1 < (\tilde{u} - U_c(h))/U_* < 5
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

全時刻において植生境界部付近で Zone 境界が現れている。Zone 境界部で Ejection や Sweep が発生しており、Ejection と Sweep の発生領域において大きな閉じた渦状のベクトル分布がみられる。図-4.15 には図-4.13, 4.14 と同時刻の瞬間渦度分布を表示したが渦度が大きな正值分布をもつ領域が Zone 境界部に対応しているため、Zone 境界部で Ejection や Sweep など組織乱流が発生し、それらが大規模組織渦を形成している。これにより植生流れ場にも



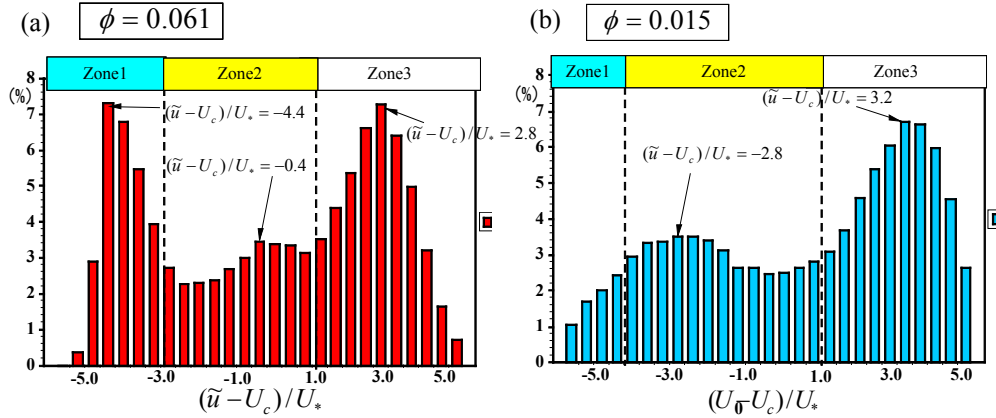


図-4.16 主流速の PDF のヒストグラム

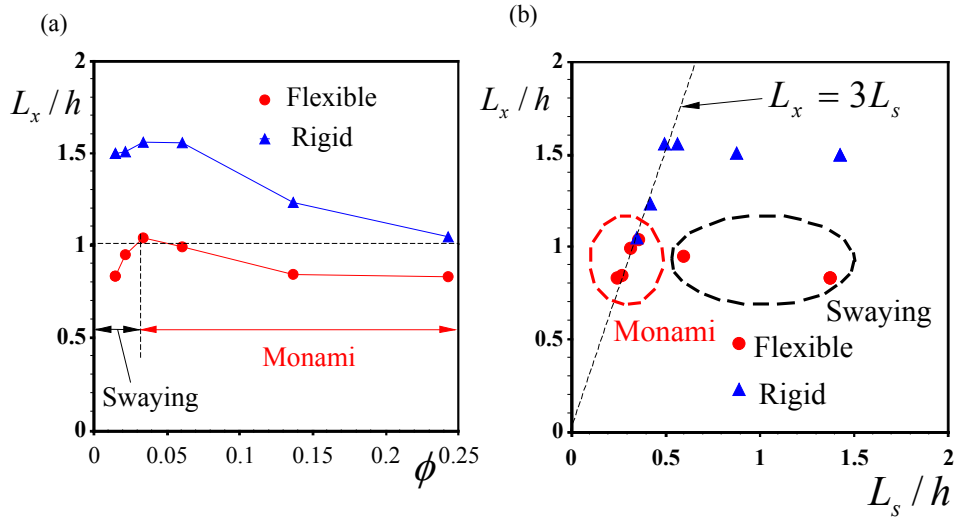


図-4.17 (a) 時間平均渦長さスケール, (b) 長さスケールとせん断スケールの比較

Adrian<sup>27)</sup>の手法が適用できることがわかった. Sweep 発生時には Zone 境界が植生内部に入り込み, Zone 境界部で Ejection 発生時には Zone 境界が上方に移動するのが観察される.

Adrian ら<sup>27)</sup>は従来の 1 点の時系列データの PDF 解析ではなく, 1 断面について PDF 解析を行うことで各 Zone には一定の運動量が存在することを示した. 本研究でも図-4.16 に  $\phi = 0.061$  (Monami) における流下方向位置  $x/L_v = 2.0$  の断面の瞬間主流速  $\tilde{u}$  の PDF 分布を示した. Adrian<sup>27)</sup>と同様に全ての Zone で運動量の最大値がみられる. 特に Zone1 と Zone3 に運動量の明確なピークがみられるが, これらは植生流れの植生内部の低速側主流速  $U_1$  と植生外部の高速側主流速  $U_2$ <sup>19)</sup>に対応していると思われる.

#### (6) 組織渦の長さスケールの植生密度変化

PIV 計測では渦の長さスケール  $L_x$  は凍結乱流仮定を使用しなくても流速成分の相関値を

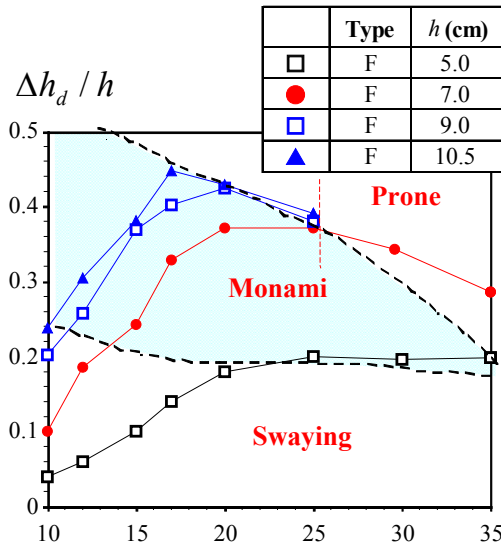


図-4.18 植生の揺動状態区分

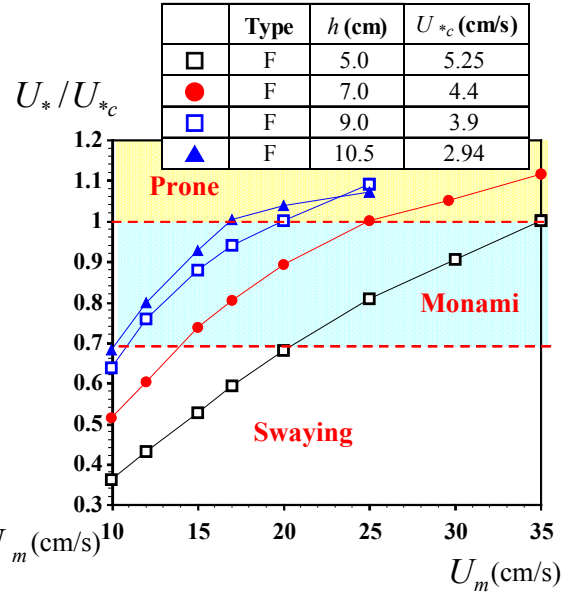


図-4.19 限界摩擦速度による植生の揺動の判定条件

積分して直接計算できる．

$$L_x = \int_0^\infty \frac{u(x_0, y_0, t_0) u(x_0 + x, y_0, t_0)}{u'(x_0, y_0) u'(x_0 + x, y_0)} dx \quad (4.17)$$

図-4.17(a)に植生先端部( $y/h=1.0$ )における渦の長さスケール $L_x$ を柔軟植生と剛体植生の全ケースについて比較した．両植生モデルにおいて植生密度が小さくなると植生配置間隔が大きくなり，大規模渦が発達しやすくなって $L_x$ が増加すると考えられるが， $\phi < 0.034$ では $L_x$ が減少傾向に転じている．これは植生密度が $\phi=0.034$ より小さくなると，植生層内外の流速差が小さくなって大規模組織渦が発達しなくなるためだと思われる． $\phi=0.034$ は柔軟植生の揺動状態 Monami と Swaying の遷移領域に対応しており，興味深い．

Raupach ら(1996)<sup>28)</sup>は純混合層的な特性を示す植生流れではせん断スケール $\delta_e$  ( $=L_s$ )と組織構造の波長 $L_x$ の間に比例関係( $L_x = m\delta_e$ )が成立することをせん断不安定性理論より導いた．せん断スケール $\delta_e$ は式(4.14)から計算される．図-4.17(b)に $L_s$ と $L_x$ の比較を示す．Monami ケースでは線形関係 $L_x = 3.0\delta_e$ が成立しており，せん断不安定性メカニズムをもつ．本研究の $m$ の値が大気植生<sup>28)</sup>に比べて小さくなるのは水面によって大規模渦の発達が抑制されるためだと考えられる<sup>15)</sup>．Swaying ケースでは $L_x = 3.0L_s$ からずれており，混合層との類似性は弱くなっている．この傾向は図-4.17(a)の結果とも一致しており，注目される．



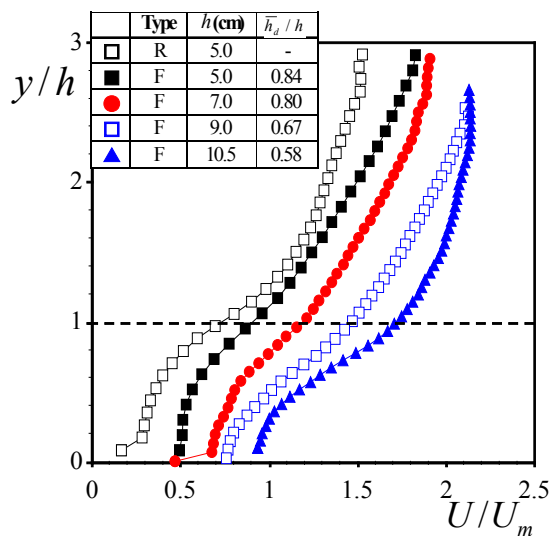


図-4.20 時間平均主流速分布の比較

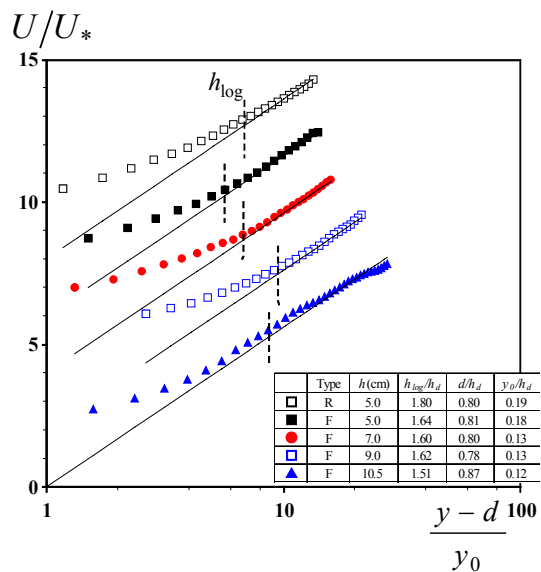


図-4.21 対数則分布との比較

## 4.5 植生の揺動状態の判定と流れの抵抗特性

### (1) 柔軟植生の揺動状態の判定

上述のように柔軟植生は水理条件によって揺動状態が変化することが知られている。Carrolo ら(2005)<sup>11)</sup>は限界摩擦速度  $U_{*c}$  を目視から求め、この  $U_{*c}$  を超えたケースでは植生が倒伏状態(*Prone*)になるとした。彼らの実験では植生の揺動状態は目視によって判定しているため、定量的な判定条件は得られていない。そこで本研究では揺動状態の領域区分をまず行う。図-4.18 に各植生モデルの揺動の振幅  $\Delta \bar{h}_d$  をプロットした。断面平均流速  $U_m$  の増加とともに植生に作用する抗力  $F_D$  が大きくなるため、 $\Delta \bar{h}_d$  が増加している。しかし  $\Delta \bar{h}_d$  はある平均流速  $U_m$  でピークに達したのち減少に転じる傾向がみられ、興味深い。これは植生が大きく折れ曲がり柔軟植生の反発力  $F_R$  が大きくなることで植生の揺動が抑制されたためであり、そこで植生の揺動状態が変化している。本研究では  $\Delta \bar{h}_d$  がピークをもつケースの摩擦速度  $U_*$  を限界摩擦速度  $U_{*c}$  とした。

図-4.19 には各植生モデルの摩擦速度  $U_*/U_{*c}$  をプロットした。摩擦速度  $U_*$  はレイノルズ応力のピーク値から評価した<sup>15)</sup>。図-4.18 で考察したように  $U_{*c}$  を超えたケースでは植生の揺動  $\Delta \bar{h}_d$  が抑制されるため、植生は倒伏状態(*Prone*)と判定される。また個別にたわむ状態(*Swaying*)と組織的に揺動する状態(*Monami*)を目視と後述するスペクトル解析によって判定し、判定基準値を  $U_*/U_{*c}=0.7$  とした。また図-4.19 には各植生モデルの限界摩擦速度  $U_{*c}$  の値を別枠に示した。限界摩擦速度  $U_{*c}$  は植生長さ  $h$  が長くなると小さくなる傾向が得られ、注目される。これは植生が長くなると植生が大きく折れ曲がり、*Monami* や *Prone* 状態になりやすいためである。

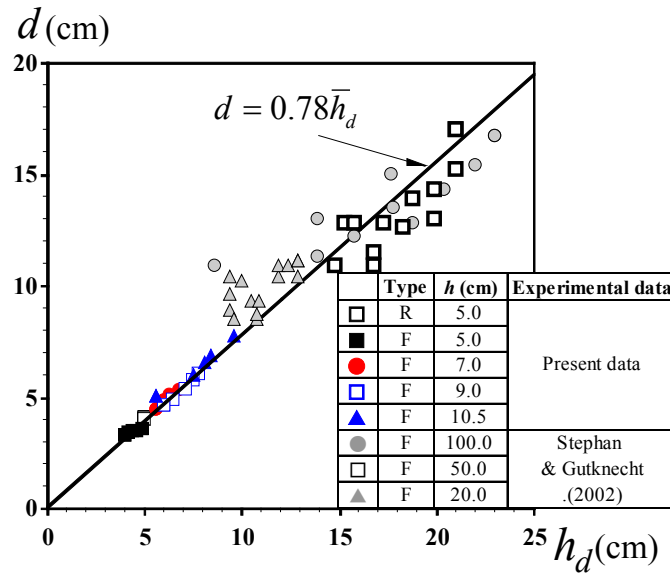


図-4.22 原点移動量と植生の変形

## (2) 柔軟植生の流れ抵抗特性

図-4.20 に時間平均主流速分布  $U(y)$  を柔軟植生の長さを系統変化させて比較した。値は断面平均流速  $U_m$  で無次元化し、0.2 ずつ平行移動している。流速分布は植生先端部で変曲点をもっており、Nepf & Vivoni (2000)<sup>29)</sup>の結果と一致している。また図中には柔軟植生の時間平均たわみ高さを併示した。植生長が増加すると植生が大きく折れ曲がり、流速分布の変曲点位置が下方にシフトしている。

Kouwen & Unny (1973)<sup>3)</sup>によって柔軟植生流れにおいても植生外部で対数則分布が成立することが知られている。

$$U/U_* = \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{y-d}{y_0} \right) \quad (4.18)$$

ここで  $d$  は原点移動量、 $y_0$  は粗度長さである。図-4.21 に柔軟植生ケースについて  $U/U_*$  を対数則分布(4.18)と比較した。植生長さによらず植生層外部では対数則分布にしたがっているのが観察される。図中の  $h_{\log}$  は Log-law zone の下端高さを表しており、Nezu & Sanjou (2008)<sup>15)</sup>は Log-law zone では植生の影響が少なく、境界層に近い特性を示すことを指摘した。

$h_{\log} / \bar{h}_d$  の値は 1.6 でほぼ一定であり、またこの値は Nezu & Sanjou (2008)<sup>15)</sup>の剛体植生の値 1.8 に近い値で、注目される。

原点移動量  $d$  は次式で計算され、運動量の浸透厚さに対応している。

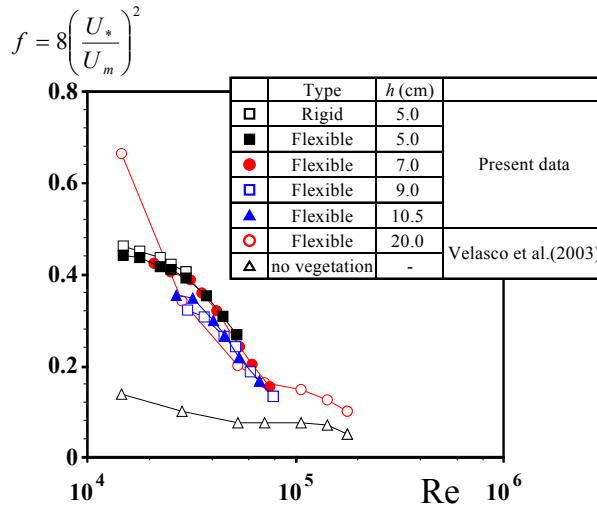


図-4.23 柔軟・剛体植生の摩擦抵抗係数

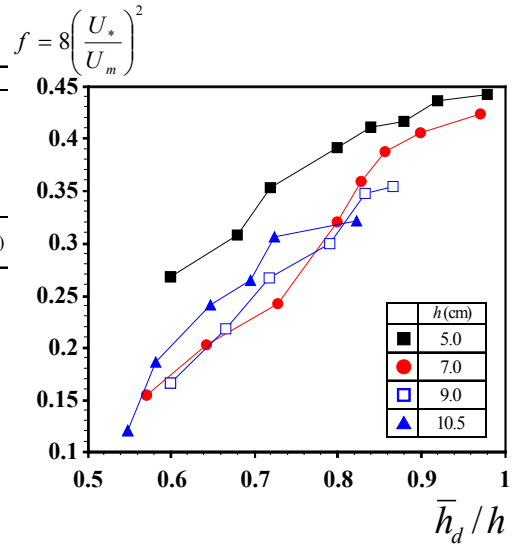


図-4.24 抵抗係数と植生の変形の関係

$$d = \int_0^h \left( y \frac{\partial \bar{uv}}{\partial y} \right) dy / \int_0^h \left( \frac{\partial \bar{uv}}{\partial y} \right) dy \quad (4.19)$$

図-4.22は原点移動量 $d$ を柔軟植生のたわみ高さ $\bar{h}_d$ に対してプロットしたものである。図から原点移動量 $d$ と植生のたわみ高さ $\bar{h}_d$ は線形関係 $d/\bar{h}_d=0.78$ にあり、興味深い。またこの値はStephan & Gutnecht (2002)<sup>6)</sup>のデータ  $d/h_d=0.83$ とよく一致している。原点移動量は植生長さが大きくなると増加する傾向がみられる。また図-4.21には粗度長さの値を併示した。値を平均すると  $y_0/\bar{h}_d=0.14$ で、この値はNepf & Vivoni(2000)<sup>29)</sup>の  $y_0/h=0.11$ と一致する。これらの結果から、柔軟植生流れでは植生のたわみ高さが流れ抵抗を支配する重要パラメーターであることがわかった。

図-4.19から植生長さによって大きく揺動状態が異なることがわかる。次のステップとして、これら揺動特性が流れ抵抗則や運動量輸送メカニズムにどのような影響を与えているのかを検証する。図-4.23には摩擦抵抗係数  $f = 8(U_*/U_m)^2$  とレイノルズ数 $Re$ の関係を示した。比較のため図中にはVelascoら(2003)<sup>9)</sup>の柔軟植生のデータを併示している。全体の傾向として $Re$ の増加に伴い、摩擦抵抗係数 $f$ が減少する右下がりの傾向がみられる。本実験データはVelascoら(2003)<sup>9)</sup>と同オーダーである。レイノルズ数の小さなケースで剛体植生と柔軟植生の抵抗係数 $f$ の値の差があまりみられないのは、流速が小さく柔軟植生が折れ曲がらないためである。これに対してレイノルズ数が増加すると、剛体植生と柔軟植生の差が大きくなり、また植生長さ $h$ が増加すると $f$ が減少する傾向がみられる。特に図-4.19で定義したProneケースでは抵抗係数 $f$ が小さく、滑面の値と同程度であり、注目される。この結果は辻本・北村(1998)<sup>30)</sup>やNepf & Ghisalberti (2008)<sup>16)</sup>と一致しており、柔軟植生が折れ曲がると流速抵抗は減少することがわかった。

図-4.24には摩擦抵抗係数  $f = 8(U_*/U_m)^2$  を柔軟植生( $h= 5.0, 7.0, 9.0, 10.5$ (cm) )のたわみ

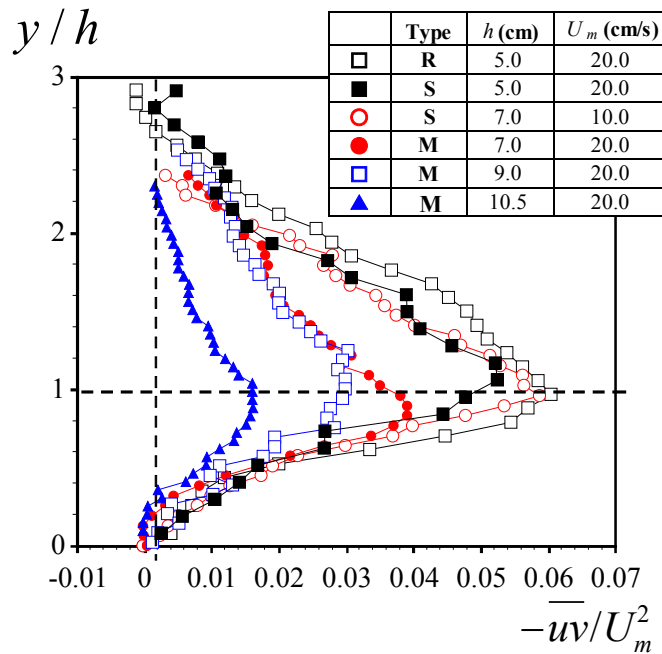


図-4.25 レイノルズ応力分布の比較

高さ  $\bar{h}_d/h$  についてプロットした．抵抗係数は植生のたわみ高さが増加すると大きくなる傾向がみられる．これは Jarvela (2002)<sup>7)</sup> の結果と一致している．Kouwen & Unny (1973)<sup>3)</sup> は Swaying や Monami ケースではを指摘している．これに対して，植生が倒伏した Prone 状態では境界層に似た特性を示すとしているが，十分なデータは得られていないため今後検討が必要である．

## 4.6 植生の揺動効果に関する考察

### (1) 揺動効果と大規模渦構造

図-4.25 には各植生モデルのレイノルズ応力分布  $-\overline{uv}$  を比較した．値は断面平均流速  $U_m$  で無次元化している．剛体植生や Swaying ケースでは植生先端部で鋭いピークをもっており，既往研究の剛体植生の結果<sup>15)</sup>と一致する．これに対して Monami や Prone 状態では緩やかなピークをもち， $-\overline{uv}$  のピークの値も小さくなっており，興味深い．この結果から柔軟植生流れで揺動が大きくなると，植生内部と外部との運動量輸送が小さくなることがわかる．このことから柔軟植生が折れ曲がることで植生内部への運動量輸送が遮蔽されることが示唆される．

図-4.25 から柔軟植生場は剛体植生とは異なった運動量輸送メカニズムを有しており，大規模組織渦構造も異なると考えられる．以下では未解明点が多く存在する柔軟植生の組織渦構造を調べ，剛体植生と比較する．図-4.26 に各植生モデルにおける渦の流下方向長さスケール  $L_x$  の鉛直分布を比較した．図中には Brunet ら(1994)<sup>31)</sup> の大気植生の結果を併示した．

図から植生内部では組織渦の発達が抑制されるため  $L_x$  は小さくなる．植生外部では  $L_x$  は

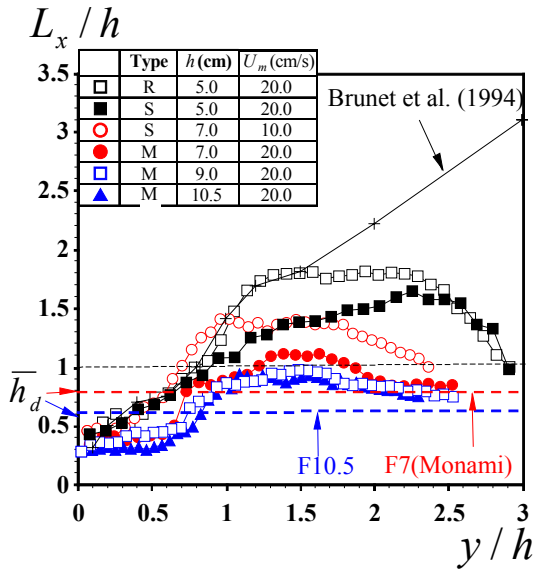


図-4.26 長さスケールの比較

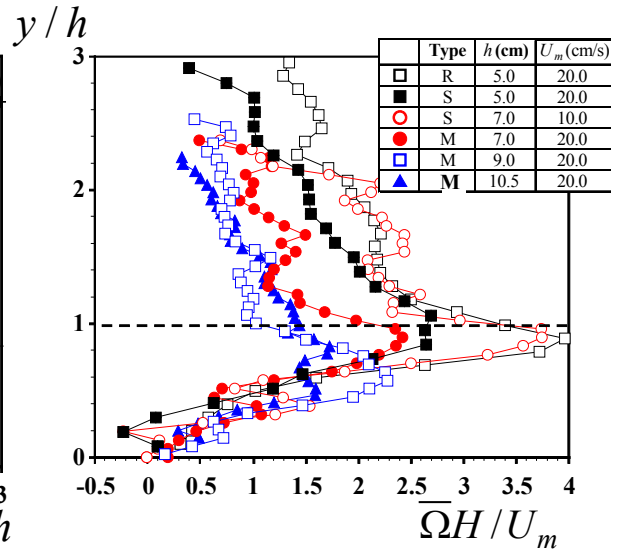


図-4.27 時間渦度鉛直分布

増加し、 $L_x/h=1.5$ 程度の大きさをもつ。これはBrunetら(1994)<sup>31)</sup>やNezu & Sanjou (2008)<sup>15)</sup>の結果と一致する。また剛体植生の $L_x$ 値が柔軟植生よりも大きくなるという結果が得られ、注目される。これは柔軟植生が折れ曲がることで $\bar{h}_d$ が小さくなり、渦スケールが減少するためと考えられる。

Nepf & Ghisalberti (2008)<sup>16)</sup>は組織渦の回転速度に言及しているが、具体的な解析データは得られていない。そこで本研究では図-4.27にPIVデータから瞬間渦度 $\Omega$ の時間平均値 $\overline{\Omega}(y)$ を計算し、剛体植生と柔軟植生の渦の回転強度と見なして比較した。図から剛体植生の時間平均渦度 $\overline{\Omega}(y)$ が柔軟植生の値より大きくなっており、剛体植生の組織渦の回転強度が大きくなることが示唆された。これは図-4.23で考察したように剛体植生の方が流体抵抗が大きく、植生層内外の流速差 $\Delta U$ が大きくなるためである。この結果は図-4.25の $-\overline{uv}$ や図-4.26の $L_x$ とも対応しており、柔軟植生場では剛体植生に比べて組織渦のスケールが小さくなることで植生層内外の運動量交換が抑制されることがわかる。この特性はNepf & Ghisalberti (2008)<sup>16)</sup>の結果と一致する。

## (2) スペクトル解析による藻波現象の判定

本研究では植生先端変位と瞬間流速ベクトルを同時計測しているため、植生の揺動と組織渦の関係を解明することが可能である。図-4.28(a)はMonamiケース( $h=7\text{cm}$ ,  $U_m=20\text{cm/s}$ )の瞬間流速ベクトル場 $(\tilde{u}, \tilde{v})$ を時間を変化させて示したものである。カラーコンターは瞬間レイノルズ応力 $-u(t)v(t)$ の分布を示す。また図中には柔軟植生の先端位置 $(\Delta x, \Delta y)$ を△印で併示した。  $t=0$  (s)では高速流の下降ベクトルSweep( $u>0, v<0$ )が発生し、Sweep発生領域において柔軟植生が組織的にたわんでいるのが観察され、注目される。  $t=0.98$  (s)ではSweepが

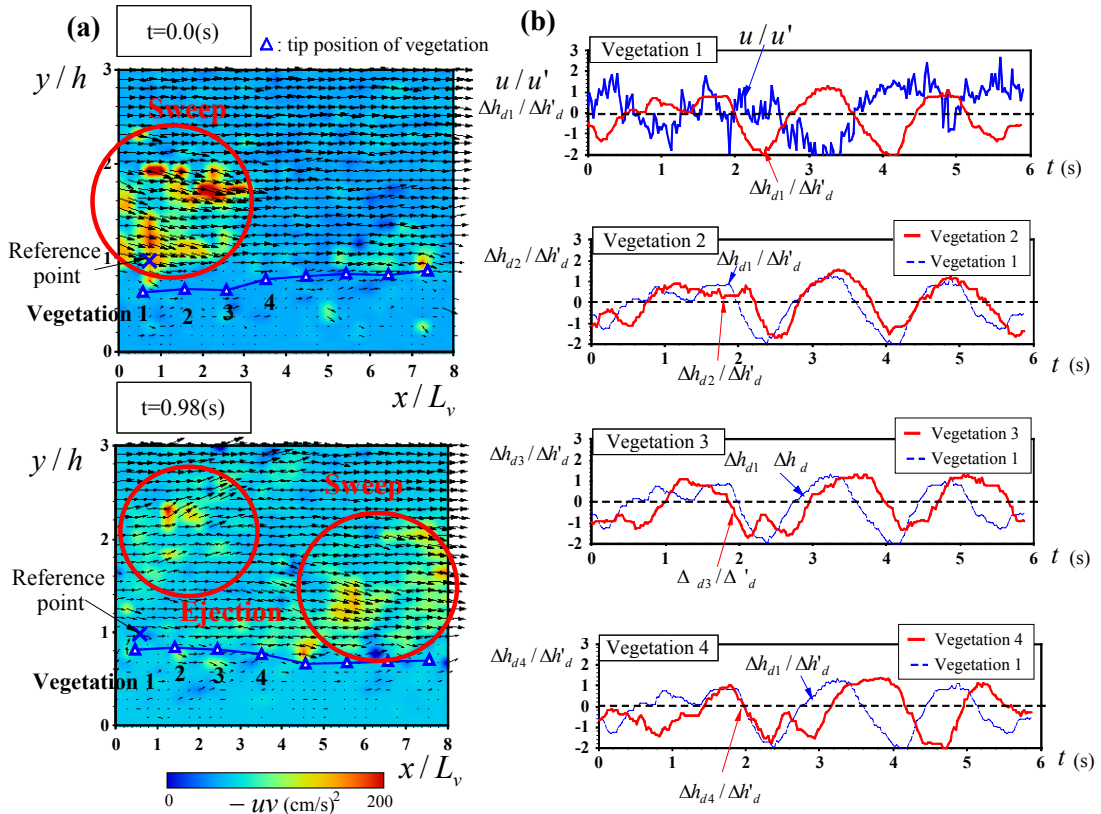


図-4.28 (a) 瞬間ベクトルと柔軟植生( $h=7cm$ )の揺動  
(b) 計測領域内の植生の先端変位の時系列

移流され、植生の揺動が流下方向に伝わっている。また上流側では低速流の上昇ベクトル Ejection( $u < 0, v > 0$ )が観察された。

図-4.28(b)には図-4.28(a)の基準点における主流速の乱れ変動成分  $u \equiv \tilde{u} - U$  と図-4.28(a)の各植生要素  $i$  ( $i=1, 2, 3, 4$ )の先端変位  $\Delta h_{di}$ の時系列データを示す。値はそれぞれ変動強度成分で無次元化している。高速流の発生時( $u > 0$ )には植生がたわみ( $\Delta h_{d1} < 0$ )、低速流体の通過時( $u < 0$ )には植生が起き上がっている( $\Delta h_{d1} > 0$ )のがみられる。このように植生先端変位  $\Delta h_d(t)$ と瞬間流速  $u(t)$ には負の相関があることがわかる。また下流側の植生( $i=2, 3, 4$ )の揺動の時系列から流下方向距離の近い植生の揺動どうしの位相はほぼ一致しており、植生は組織的に揺動している。植生どうしが流下方向に離れると位相はずれていくが、植生変位のピークが流下方向に伝わっているのがわかる。図-4.28(a), (b)の結果から Sweep や Ejection のような組織的乱流構造が移流されることで植生の組織的揺動である藻波(Monami)現象が発生することがわかる。

植生の組織的揺動を定量評価し、図-4.19の Monami と Swaying 状態を判定する。図-4.29には Monami ケース( $h=7cm, U_m=20cm/s$ )と Swaying ケース( $h=7cm, U_m=10cm/s$ )における2つの植生先端変位  $h_d$ のコヒーレンス  $Coh_{hd,hd}(f)$ を示す。



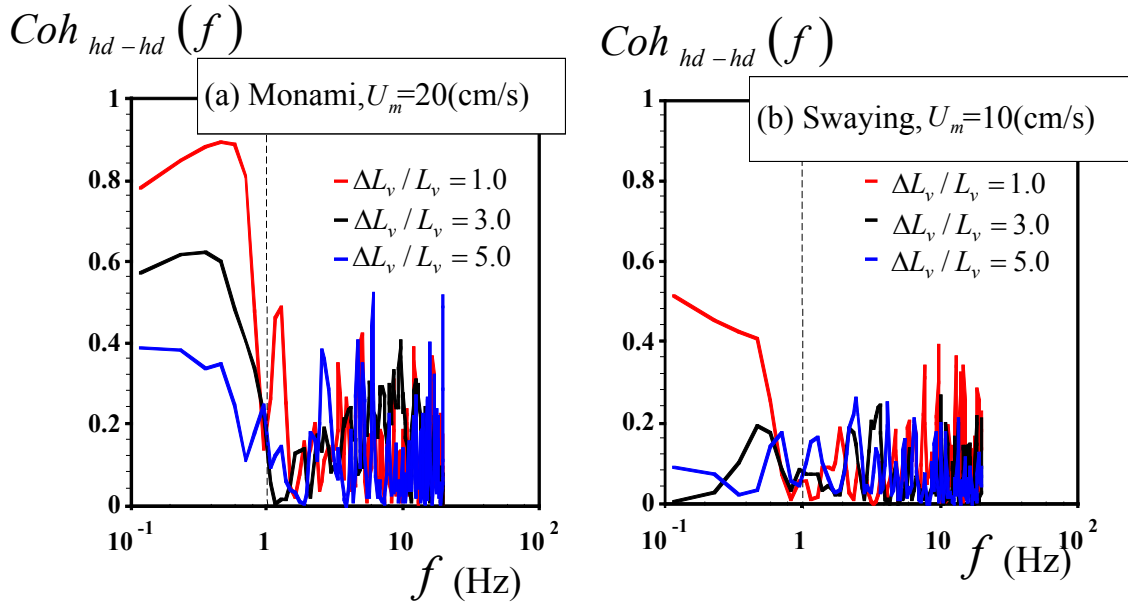


図-4.29 柔軟植生( $h=7\text{cm}$ )の先端変位のコヒーレンス

$$Coh^2_{xy}(f) = \frac{|S_{xy}(f)|^2}{S_{xx}(f)S_{yy}(f)} \quad (4.20)$$

$S_{xy}(f)$ は変動量 $x(t)$ と $y(t)$ のクロススペクトル，図中の $\Delta L_v / L_v$ は2本の植生間の流下方向距離を表している．*Monami*ケースでは流下方向位置 $\Delta L_v / L_v$ によらず1Hz以下の低周波帯でコヒーレンスは大きな値( $Coh_{hd,hd} > 0.4$ )をとり，植生要素が群体的に揺動していることがわかった．これに対して*Swaying*ケースでは流下方向に離れるにしたがって植生要素間のコヒーレンス $Coh_{hd,hd}(f)$ が大きく減少し，植生が個々に揺動していることがわかる．これらの結果を用いると柔軟植生の揺動状態の*Monami*と*Swaying*を判定することができ，注目される結果である．

#### 4.7 結語

本研究では植生流れの抵抗則に注目し，既往の河川植生の実験データと比較した．後半部では植生長さを变化させた柔軟植生モデルを用いて PIV 計測を行った抵抗則を支配する植生のパラメーターについて検討し，植生の剛性によって流れ抵抗が変化することを明らかにした．さらに柔軟植生の揺動状態変化を定量的に評価し，判定条件を設けた．以下に得られた知見をまとめて示す．

- 1) レイノルズ応力の4象限区分解析結果から，剛体植生ケースでは柔軟植生と比較して Sweepの寄与が大きくなることがわかった．これは渦の浸透厚さが剛体植生ケースで大

きくなることと対応しており，Sweepの寄与が大きくなったことで植生内部への運動量輸送が促進されたと考えられる．

- 2) 植生密度と藻波現象の関係について考察し，スペクトル解析から，植生密度の小さなケースでは藻波が発生しないことを明らかにした．これは組織渦の長さスケールの結果とも一致しており，植生密度が小さくなると大規模な組織渦が発達しなくなることがわかる．
- 3) Adrianら<sup>27)</sup>の手法に基づいてZone分けを行った結果，植生境界部付近でZone境界が現れた．またZone境界部でEjectionやSweep など組織乱流が発生し，それらが大規模組織渦を形成していることがわかった．
- 4) 植生流れの抵抗則に注目し，既往の河川植生の実験データと比較した．抵抗則を支配する植生のパラメーターについて検討し，植生密度と植生の剛性によって流れ抵抗が変化することを明らかにした．
- 5) 摩擦速度を用いた柔軟植生の揺動状態の判定基準を提案した．MonamiとSwayingの判定については植生要素の先端変位間のコヒーレンスを用いて，植生の組織的揺動を定量評価した．

#### 参考文献

- 1) 荒木祐二 (2007): 熱帯氾濫原における植生インベントリーと植生資源利用に関する研究, 技術マネジメント研究, Vol.6, pp.35-49.
- 2) Kouwen, N. and Unny, T.E. (1969): Flow retardance in vegetated channels. *ASCE J. of Irrigation and Drainage Div.* Vol. 95, pp.329-342.
- 3) Kouwen, N. and Unny, T.E. (1973): Flexible roughness in open-channels. *ASCE J. Hydraulics Div.* Vol. 99 (HY5), pp.713-727.
- 4) Kouwen, N. and Li, R. (1980): Biomechanics of vegetative channel linings. *ASCE J. Hydraulics Div.* Vol. 106 (HY6), pp. 1085-1103.
- 5) Finnigan, J. (1979). Turbulence in waving wheat: Mean statistics and Honami. *Boundary-Layer Meteor.* Vol. 16, pp.181-211.
- 6) Stephan, U. and Gutkcht D. (2002). Hydraulic resistance of submerged flexible vegetation, *J. of Hydrology*, Vol. 269, pp.27-43
- 7) Jarvela, J. (2002). Flow resistance of flexible and stiff vegetation: flume study with natural plants, *J. of Hydrology*. Vol. 269. pp.44-54



- 8) Jarvela, J. (2005): Effect of submerged flexible vegetation on flow structure and resistance: flume study with natural plants, *J. of Hydrology*. Vol. 307. pp.233-241
- 9) Velasco, D., Bateman, A. Redondo, J., Demedina, V. (2003). An open channel flow experimental and theoretical study of resistance and turbulent characterization over flexible vegetated linings. *Flow Turbulence and Combustion* Vol. 70, pp.69-88.
- 10) Velasco, D., Bateman, A., Medina, V. (2008). A new integrated, hydro-mechanical model applied to flexible vegetation in riverbeds, *J. of Hydraulic Res.*, IAHR, Vol. 46, pp.579-597.
- 11) Carollo, F.G., Ferro, V. and Termini, D. 2005. Flow Resistance Law in Channels with Flexible Submerged Vegetation, *J. of Hydr. Eng.*, Vol. 131, pp.554-564
- 12) Righetti, M. (2008). Flow analysis in a channel with flexible vegetation using double-averaging method, *Acta Geophysica.*, Vol. 56, pp.801-823.
- 13) Peralta, G., van Duren, L.A., Morris, E.P., and Bouma, T.J. (2008): Consequences of shoot density and stiffness for ecosystem engineering by benthic macrophytes in flow dominated areas: a hydrodynamic flume study, *Marine Ecology Progress Series*, Vol.368, pp.103-115.
- 14) Nikora, V., Lamed, S., Nikora, N., Debnath, K. Cooper, G. and Reid, M. (2008): Hydraulic resistance due to aquatic vegetation in small streams: field study, *J. of Hydr. Eng.*. Vol.422, pp.1-54.
- 15) Nezu, I., and Sanjou. M. (2008). Turbulence structure and coherent motion in vegetated canopy open-channel flows, *J. of Hydro-environment Res.*, IAHR, Vo.2, pp.62-90.
- 16) Nepf, H. M. and Ghisalberti, M. (2008): Flow and transport in channels with submerged vegetation, *Acta Geophysica*, Vol. 80: pp.99-128.
- 17) Okamoto, T. and Nezu, I. (2009). Turbulence structure and “Monami” phenomena in flexible vegetated open-channel flows, *J. of Hydraulic Res.*, Vol.47, pp.798-810
- 18) 室田明・福原輝幸(1983): 水生植物を有する開水路流れの乱流構造に関する実験的研究, 土木学会論文報告集, 第 338 号, pp.97-103, 1983.
- 19) Ghisalberti, M. and Nepf, H. (2002): Mixing layers and coherent structures in vegetated aquatic flows, *J. of Geophysical Res.*, Vol. 107, pp.3-1-3-11-
- 20) Ghisalberti, M. and Nepf, H. (2006). The structure of the shear layer in flows over rigid and flexible canopies, *Environ. Fluid Mech.*, 6, 277-301.
- 21) Poggi, D., Porpotato, A. and Ridolfi, L. (2004). The effect of vegetation density on canopy sub-layer turbulence, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.111, pp.565-587.
- 22) Shaw, R., and Seginer, V. (1985). The dissipation of turbulence in plant canopies, *Symp. of the Amer. Meteor. Society. On Turbulence and Diffusion*, Boulder. CO, 200-203.
- 23) Nikora, N., and Nikora, V. (2007). A viscous drag concept for flow resistance in vegetated channels, *Proc. of 32<sup>nd</sup> IAHR Congress*. Venice.
- 24) Wilson, J.D. (1988) A second-order closure model for flow through vegetation, *Bound. Meteor.* .

- Vol.42, pp.371-392.
- 25) Nepf, H. M., Ghisalberti, M., White, B. and Murphy, E. (2007). Retention time dispersion associated with submerged aquatic canopies, *Water Resource Research*, Vol.43, W04422
  - 26) Wygnanski, I. and Fielder, H. (1970). The two-dimensional mixing region. *J. Fluid Mechanics*, Vol.41, pp.327-361
  - 27) Adrian, R.J., Meinhardt, C.D. Tomkins, C.D. (2000). Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* 422, 1-54.
  - 28) Raupach, M. R., Finnigan, J.J. and Brunet, Y (1996): Coherent Eddies and Turbulence in Vegetation Canopies: The Mixing-Layer Analogy, *Boundary-Layer Meteorology.*, Vol.78, pp.351-382.
  - 29) Nepf, H., and Vivoni, E. R. (2000). Flow structure in depth-limited vegetated flow, *J. of Geophys. Res.*105, 28547-28557.
  - 30) 辻本哲郎, 北村忠紀 : (1998): 柔軟な植生粗度を伴う流れに関する研究, 土木学会論文集, No.607/II-45, pp.29-44.
  - 31) Brunet, Y., Finnigan, J.J., Raupach, M.R. (1994). A wind tunnel study of air flow in waving wheat: Single-point velocity statistics. *Boundary-Layer Meteor.* Vol.70, pp.95-132.

## 第 5 章

### LIF 計測による植生流れの物質輸送メカニズムの解明

## 5 章に関連のある論文リスト

### <英文>

1. Sanjou, M., Nezu, I. and Okamoto, T.: Experimental Study on Turbulent Diffusion in Submerged Vegetated Canopy Open-channel Flows, *Proc. of Riverflow2008*, Izmir, , pp.237-244, 2008.
2. Okamoto, T., Nezu, I, and A. Katayama: Planar Laser-Induced Fluorescence Measurements of Mass Transport in Submerged Vegetated Flow, *Proc. of 33-rd IAHR Congress, Vancouver* (6 pages on CD-ROM) , 2009
3. Okamoto, T., Nezu, I, and A. Katayama: LIF measurements of turbulent diffusion in vegetated open-channel flows, *Proc. of IAHR-APD Congress, Auckland* (6 pages on CD-ROM) , 2010

### <和文>

4. 山上路生・禰津家久・岡本隆明・中村元太：レーザー蛍光誘起法を用いた植生開水路流れにおける乱流拡散特性に関する研究，水工学論文集，土木学会，Vol.52, pp.745-750, 2008.
5. 片山愛来，禰津家久，岡本隆明：LIF 計測による植生開水路流れの物質輸送構造に関する研究，応用力学論文集，Vol.12, pp.813-822, 2009.

## 5.1 概説

乱流中で物質が混合・拡散される現象は、自然界や工業分野において数多くみられる。乱流拡散と呼ばれるこのような現象を理解し、かつ予測することは水工学および河川環境上においてきわめて重要である。乱流物質輸送に関する研究は、主にジェット流を対象に発展してきた。

Chen & Jirka(1999)<sup>1)</sup>は、LIF 法 (Laser-Induced Fluorescence Measurements : レーザー蛍光誘起法) を用いた濃度計測法について研究し、LIF 法におけるローダミンの発光特性や吸光特性について詳細に報告している。Sakakibara & Adrian (1999)<sup>2)</sup>は 2 種類の染料を用いた 2 色 LIF 法を導入し、温度場を計測することに成功した。Borg ら(2001)<sup>3)</sup>は、ジェット流に対して PIV-LIF 法の同時計測法について詳細に検討し、ジェットの濃度統計量の特性について調べ、注入点付近においては濃度の乱れ分布が 2 こぶ型になることを明らかにした。また、実験結果と LES の計算結果との比較も行っている。

Crimaldi & Koseff(2001)<sup>4)</sup>は、底面から染料を注入し、Planar LIF 法による画像計測に加えて LIF プローブを用いた点計測を行うことによって、滑面開水路流れの濃度場の空間特性と時系列特性を詳細に研究した。Webster ら(2003)<sup>5)</sup>は、Planar LIF 法を用いて滑面開水路流れにおける乱流拡散特性について研究し、瞬間濃度の PDF 解析を行った。底面付近においては濃度分布がガウス分布に一致しないことを明らかにした。Rahman & Webster (2005)<sup>6)</sup>、Jackson ら(2007)<sup>7)</sup>は LIF 法を用いて滑面と粗面開水路流れにおいて濃度計測し、時間平均・乱流統計量を比較した。粗面開水路流れでは乱流拡散が促進されて、濃度の減衰が大きくなることを報告している。Crimaldi (2008)<sup>8)</sup>は水流の LIF 計測に関して詳細なレビューを行っている。

乱流拡散現象を理解するには、流れ場の瞬時速度と拡散されるスカラー量の瞬時値を同時に計測する必要がある。これまで速度とスカラー場の同時計測は数多く報告されている。Sakakibara ら(1993)<sup>9)</sup>は LIF と PIV 法を併用し、温度・速度同時計測を行った。酒井ら(1999)<sup>10)</sup>は軸方向瞬間流速と染料の瞬間濃度の同時計測を行い、乱れによるスカラー量の軸方向への輸送を表す軸方向物質輸送フラックスの空間分布について詳しく報告している。Cowen ら(2001)<sup>11)</sup>は、ジェット流に対して一台のカメラで PTV (Particle Tracking Velocimetry) -LIF 法を併用する手法について研究し、濃度場において流速と乱流スカラーフラックスを同時に計測する技術を確立した。Shiono & Feng (2003)<sup>12)</sup>はレーザー流速計(LDA)と LIF を併用して瞬間流速と濃度を同時計測し、2 次流によって染料の広がりや濃度のピーク位置が変化することを示した。

最近では植生流れにおける物質輸送や乱流拡散特性についての研究も行われている。Gao ら(1989)<sup>13)</sup>は大気植生流れにおいて 3 成分超音波流速・温度計を用いて流速と気温の同時計測を行い、組織運動や両者の相関を調べることで sweep や ejection によって熱輸送が支配されることを示した。Nepf(1997)<sup>14)</sup> はランダムウォークモデルに基づいて濃度拡散モデルを提案した。また非水没状態の植生流れ場の wake による水平拡散現象について考察している。

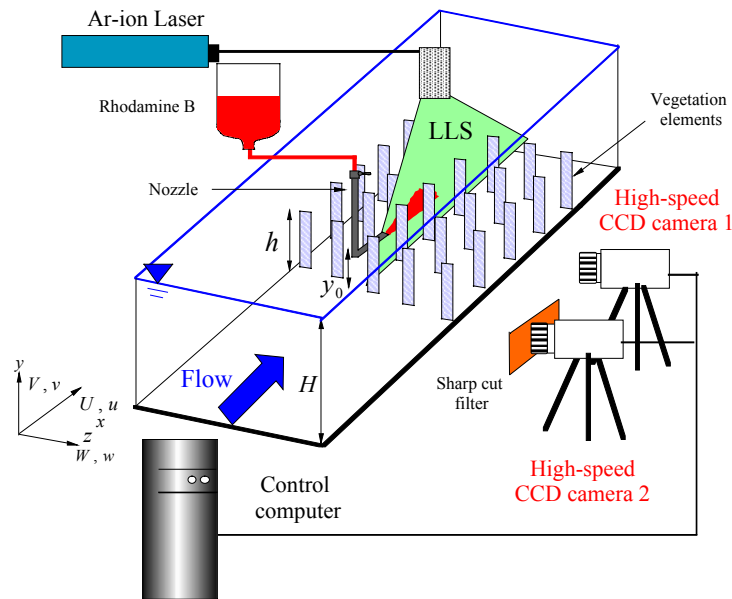


図-5.1 LIF 計測装置図

また, Nepf(1999)<sup>15)</sup>は非水没植生流れを対象に植生密度を系統変化させて LIF 法による計測を行い, 植生流れには乱れによる拡散と植生配置による構造的拡散の 2 つが存在することを示した. Ghisalberti & Nepf (2005)<sup>16)</sup> は全水没植生流れを対象に LIF 法による計測を行い, 鉛直方向の物質輸送メカニズムについて研究した. 仮想粒子法や Two Box-Model を用いて, 植生密度と乱流拡散の関係特性についても報告している. Matthew ら(2007)<sup>17)</sup> は水路底面にサンゴ植生を配置し LIF 法による計測を行った. 植生表面に薄くローダミンを塗って拡散実験し, 植生密度の大小, 水面波の有無によって植生層内外の物質輸送効率が変わることを解明した. Tanino(2008)<sup>18)</sup>は, 非水没植生流れを対象に ADV と LIF 法を併用して計測を行い, 水平方向の拡散特性について研究した.

以上のように, 物質輸送に関する研究は国内外を問わず, 非常に興味深いトピックスである. 特に植生流れでは組織渦が植生層内外の栄養塩, 酸素ガスなどスカラー輸送を支配するため, 河川環境上重要である. しかしながら, 全水没植生流れにおける濃度と流速の多点同時計測を行った例は少なく, これらの相関特性や植生開水路流れにおける物質輸送メカニズムについては未だ未解明点が多い. そこで本研究では, 植生剛性・密度と染料の注入位置を系統的に変化させて, LIF 法と PIV 法を併用し, 染料濃度と瞬間流速の多点同時計測を行い, 全水没植生流れにおける植生流れ・物質輸送メカニズムを明らかにすることを目的とした.

## 5.2 実験システム

本研究で用いた実験水路は, 全長 10m, 幅 40cm, 高さ 50cm の可変勾配型水路である. 図-5.1 は計測システムおよび座標系を示したものである. 座標系は流下方向に  $x$  軸、鉛直

表-5.1 実験条件

Case	$\Phi$	$H$ (cm)	$h$ (cm)	$H/h$	$U_m$ (cm/s)	Fr	Re	Classification of plant motion
R-c1	0.061	15.0	5.0	3.0	10.0	0.17	30000	Rigid
R-c2	0.061	15.0	5.0	3.0	20.0	0.17	30000	
R-f1	0.015	15.0	5.0	3.0	10.0	0.17	30000	
R-f2	0.015	15.0	5.0	3.0	20.0	0.17	30000	
F-c1	0.061	21.0	7.0	3.0	10.0	0.14	42000	Swaying(S)
F-c2	0.061	21.0	7.0	3.0	20.0	0.14	42000	Monami(M)
F-d1	0.034	21.0	7.0	3.0	10.0	0.14	42000	Swaying(S)
F-d2	0.034	21.0	7.0	3.0	20.0	0.14	42000	Monami(M)
F-f1	0.015	21.0	7.0	3.0	10.0	0.14	42000	Swaying(S)
F-f2	0.015	21.0	7.0	3.0	20.0	0.14	42000	Swaying(S)

方向に  $y$  軸，横断方向に  $z$  軸を設定し，ノズル先端を  $x=0$ ，河床を  $y=0$  とした．それぞれの方向における瞬間流速を  $\tilde{u}$ ， $\tilde{v}$  および  $\tilde{w}$ ，時間平均流速を  $U$ ， $V$  および  $W$  とする．さらに，乱れ成分を  $u$ ， $v$  および  $w$  とする．同様に，染料の瞬間濃度を  $\tilde{c}$ ，時間平均濃度を  $C$ ，乱れ成分を  $c$  とするすなわち， $\tilde{u}=U+u$ ， $\tilde{v}=V+v$ ， $\tilde{w}=W+w$ ， $\tilde{c}=C+c$  である． $H$  は水深， $h$  は植生高さ， $y_0$  は染料の注入高さである．実験には剛体植生( $h=50\text{mm}$ ,  $b=8\text{mm}$  and  $t_h=1\text{mm}$ : アクリル板)と柔軟植生モデル( $h=70\text{mm}$ ,  $b=8\text{mm}$  and  $t_h=0.1\text{mm}$  : OHP フィルム)を用いた． $L_v$  と  $B_v$  はそれぞれ，隣り合う植生モデルの流下方向および横断方向の配置間隔である．

流速－濃度同時計測には2台の高速度 CCD カメラ (1024×1024 pixel) を用いた．1台は PIV 用，残りの1台は LIF 用である．2台のカメラはパルスジェネレータからのトリガー信号により同期をとることが可能である．光源として2W の連続アルゴンイオンレーザーを用いて厚さ2mm のレーザーライトシートを水路上方から  $x$  軸と平行に照射した．横断方向照射位置は，植生間領域 (non-wake region) に設定した．この  $x-y$  平面を2台のカメラで撮影し，流速－濃度を同時計測した．撮影領域サイズは15cm×15cm である．

PIV のトレーサーには粒径  $100\mu\text{m}$ ，比重 1.02 のポリスチレン粒子を用い，画像の輝度値から濃度相関法によって瞬間流速ベクトルを算出した．高速カメラに外部トリガー信号を与えて，500Hz のフレームレートで2枚の連続画像のペアを60秒間撮影した．PIV のサンプリング周波数は40Hz である．LIF 用のカメラにはシャープカットフィルタを装着しており，レーザー光で誘起されたローダミンの発光のみを撮影できる．LIF の計測原理については次節で詳述する．ノズルは内径3mm のステンレス製のものを用い，ローダミン B を染料として水中に注入した．注入の横断方向位置は後述するレーザーライトシート (LLS) 位置に一致させ，ノズルは  $x$  軸に平行になるようにした．なお，染料の注入速度は，同一高さにおける時間平均局所流速に一致するように調整している．

表-5.1 は，実験ケースを示したものである．水理条件は，植生密度  $\phi$  を系統変化させている．ここでの  $U_m$  は断面平均流速で，レイノルズ数は  $Re \equiv U_m h / \nu$  ( $\nu$  は動粘性係数)，フルード数は  $Fr \equiv U_m / \sqrt{gh}$  である ( $g$  は重力加速度)．

また本研究において，植生密度  $\phi$  は以下の式を用いて算出した．

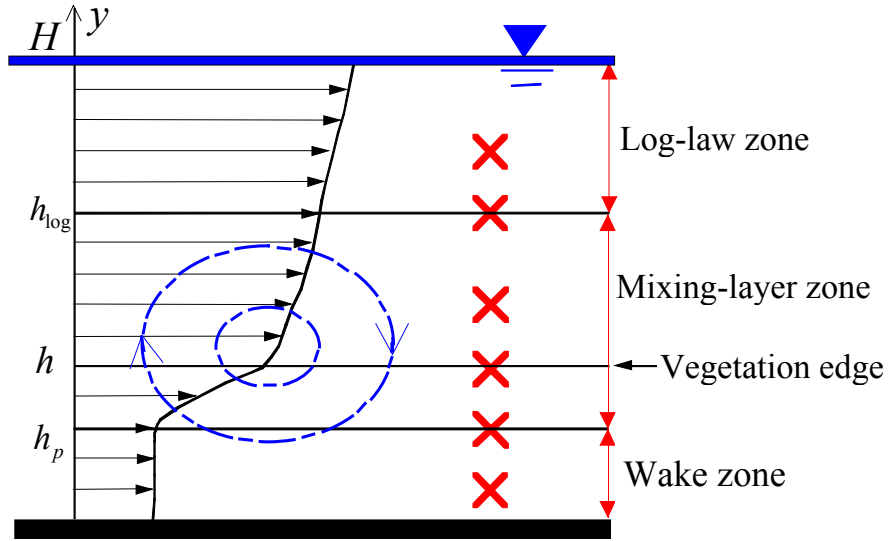


図-5.2 領域区分と染料注入位置

$$\phi = ab = nbA/V_0 \quad (5.1)$$

ここで、 $n$  は体積  $V_0$  における植生の数、 $A$  は流れに垂直な方向の植生の投影面積である。すなわち  $a$  は、植生表面積を植生の存在する高さ  $h$  までの全体積で割ったものである。

図-5.2 に拡散実験の染料注入位置を示す。植生開水路流れは鉛直方向に流れが複雑に変化するので、前報の研究<sup>19)</sup>で植生流れ場は次の3つの領域に区分することが妥当であることがわかった。

$$\left. \begin{array}{l} \text{Wake zone } (0 \leq y \leq h_p) \\ \text{Mixing-layer zone } (h_p \leq y \leq h_{\log}) \\ \text{Log-law zone } (h_{\log} \leq y \leq H) \end{array} \right\} \quad (5.2)$$

Nepf & Vivoni(2000)<sup>20)</sup>は3つの領域で物質輸送メカニズムが異なることを指摘したが、詳細な実験データは得られていない。そこで本研究では各領域の乱流拡散特性について考察するために、染料の注入高さ  $y_0$  を系統的に変化させて実験した。

### 5.3 LIF 計測の概要

#### (1) 特徴と基本原理

LIF 法とは、液体に溶解した蛍光染料をレーザー光シートで励起し、その蛍光発光強度の濃度依存性を利用して液体濃度を計測する方法である。計測に用いる染料が蛍光発光特性を有するものに限定される、また、点計測と比較すると精度が劣るという欠点が存在する



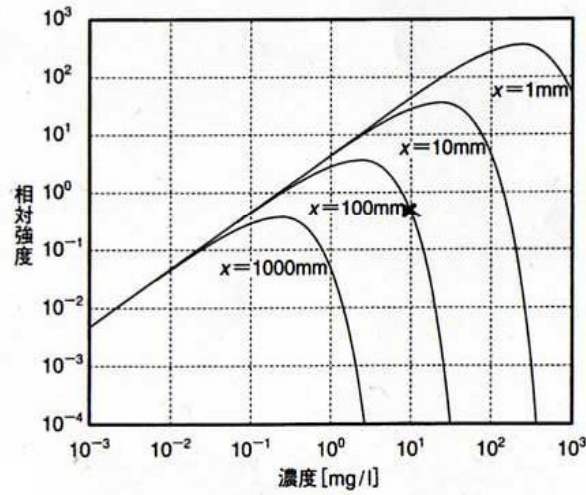


図-5.3 ローダミン B 溶液における濃度に対する蛍光強度  
(PIV ハンドブックより)

が，二次元の濃度情報を面的に計測できるという利点がある．また，本研究のように PIV と併用することで，濃度－流速の同時計測を行うことも可能である．

単位微小体積の蛍光染料が単位時間あたりに放射する光エネルギー  $I[W/m^3]$  は，単位体積・単位時間におけるレーザー光の光子を吸収する分子の数に比例し，次式で表される．

$$I = I_0 C \phi \varepsilon \quad (5.2)$$

ここで， $I_0[W/m^3]$  は微小体積に入射するレーザー光束， $C[g/m^3]$  は蛍光染料の濃度， $\phi$  は吸収されたレーザー光の蛍光発光に寄与する割合を示す量子収率， $\varepsilon[m^2/g]$  は入射したレーザー光強度に対してレーザー光が単位濃度の溶液内を単位長さだけ通過するときに吸収される光強度の割合を示す吸光係数である．

光束  $I_0'[W/m^3]$  のレーザー光が有限体積の蛍光染料溶液に入射し，溶液内を  $x[m]$  通過したところのレーザー光束  $I_0$  は，次式で与えられる．

$$I_0 = I_0' \exp(-\varepsilon x C) \quad (5.3)$$

これは Beer-Lambert の法則として知られており，入射した光が溶液を通過する間に吸収され減衰することを表している．(5.2)式と(5.3)式より，有限体積の蛍光染料溶液内を通過したレーザー光による蛍光染料の放射エネルギーは，

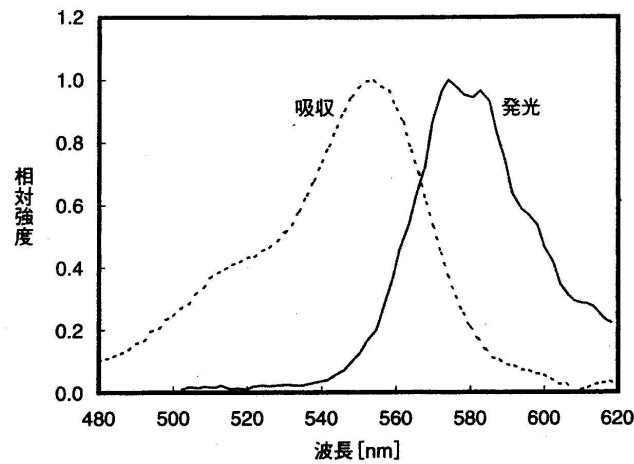


図-5.4 ローダミン B の吸収・発光スペクトル  
(PIV ハンドブックより)

$$I = I_0' C \phi \varepsilon \exp(-\varepsilon x C) \quad (5.4)$$

となる．量子収率  $\phi$  は温度依存性があり，一般に温度の上昇に伴って減少する．したがって，今回の研究では水温が一定になるようにした．一方，吸光係数  $\varepsilon$  の温度依存性は小さいので， $I_0'$ ，水温を一定とすれば蛍光強度は濃度  $C$  の関数となり，(5.4)式より  $C$  が十分に小さければ蛍光強度  $I$  は  $C$  に比例することがわかる．次節で詳述する蛍光染料ローダミン B の吸光係数は  $4.4 [m / g]$  であり，(5.4)式より種々の濃度と距離における蛍光強度を求めると図-5.3 のようになる<sup>21)</sup>． $C$  の増加にともない蛍光強度も大きくなろうとするが， $C$  が大きくなるとレーザー光が吸収されるため蛍光強度は減少する．

## (2) 蛍光染料について

本研究では，緑色光を吸収してオレンジ色に発光するキサンテン系染料のローダミン B (Rhodamine B) を蛍光染料として用いた．ローダミン B を LIF 法の染料として用いた研究は，Chen & Jirka(1999)<sup>1)</sup>，Borg ら(2001)<sup>4)</sup>が挙げられる．図-5.4 は，水溶したローダミン B の吸収・発光スペクトルを示したものである．吸収波長は 550nm 付近に，発光波長は 580nm 付近にピークを有している．なお，今回使用したレーザー光の波長は 514.5nm，LIF 用のカメラに設置したシャープカットフィルタは波長が 550nm 以下の光をカットするものである．したがって，レーザー光で励起されたローダミンの発光のみを撮影することができる．

## (3) 濃度のキャリブレーション

LIF 法による計測を行う際に検討すべき項目として，計測領域全体を同輝度・同光感度に

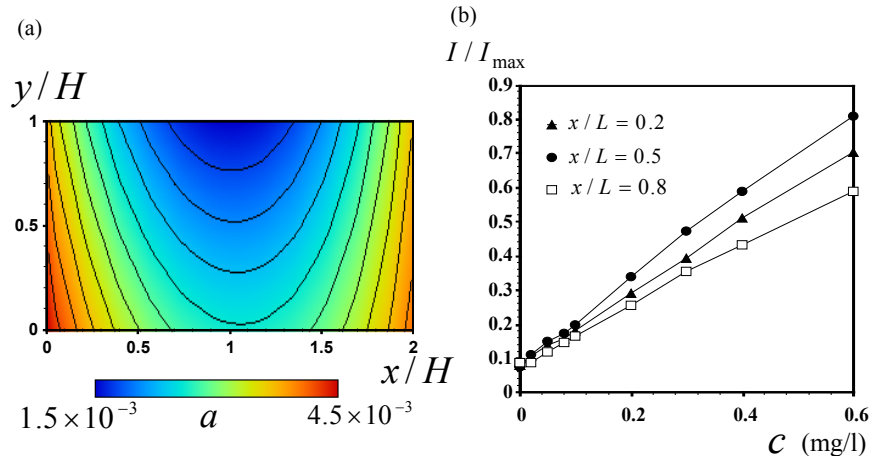


図-5.5 (a)濃度キャリブレーション係数  $a(i, j)$  の空間分布  
(b)染料濃度と輝度の線形関係

設定することが必要である。これは、レーザー光強度が端部で低下することや、CCD カメラの光差誤差の可能性があるためである。また、染料を注入した際に染料がレーザー光を吸収し、輝度低下を発生させることがある。これらを補正する一例として、Chen & Jirka(1999)<sup>1)</sup>はピクセルごとにレーザー光強度に関する補正係数を算出してキャリブレーションを行っている。本研究では、計測領域全体にかかる大きさのプレキシガラス製の容器に種々の一定濃度のローダミン B 溶液を満たして撮影する予備実験を行い、1 ピクセルごとに次式のような濃度  $C$  とローダミン B による発光強度の線形関係式を確認した。

$$c(i, j) = a(i, j)I(i, j) + b(i, j) \quad (5.5)$$

図-5.5 (a) は計測領域全体における(5.5)式中の傾き  $a(i, j)$  の空間分布を示したものである。ここで、 $L$  は流下方向の計測領域長さである。切片  $b(i, j)$  は空間位置によらず一定である。図-5.5 (b) はある水平面において染料濃度と輝度の線形関係を確認した一例である。0-0.6 [mg/l] では線形関係が成立することがこの図から確認できる。

本研究の画像解析では、画像情報をコンピュータで読み込み、撮影画像中の各ピクセルの輝度から濃度を数値的に判断するため、高精度な解析を行うためには外界の光をできる限り遮断するように工夫しなければならない。そのため、周囲の照明等にも注意を払い、さらに暗幕を利用した。

## 5.4 仮想粒子法による物質輸送メカニズムの予測

### (1) 流れ場の基本統計量

はじめに、本研究で形成した植生開水路流れの基本的な特性について列挙する。図-5.6

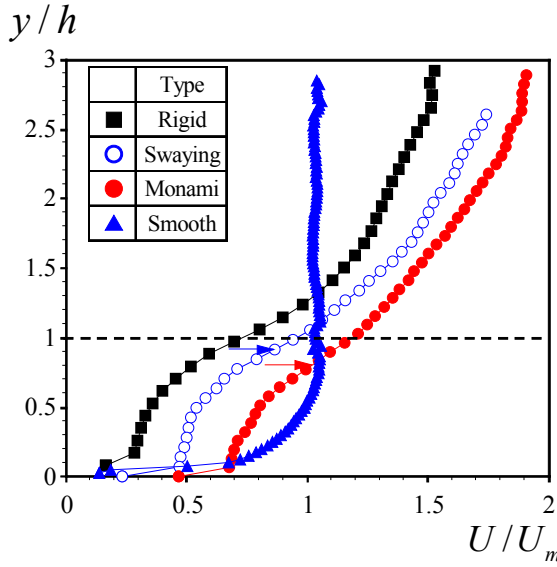


図-5.6 時間平均主流速鉛直分布

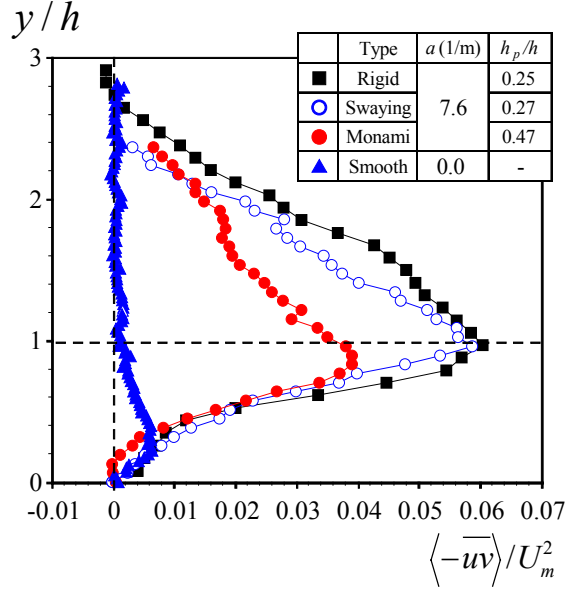


図-5.7 レイノルズ応力分布

は柔軟植生(Swaying, Monami)と剛体植生の時間平均主流速鉛直分布  $U$  を比較した結果である。比較のため、滑面状態(Smooth bed)の結果も併示している。Smooth bed では底面付近で流速シアが大きくなる。これに対して、剛体植生流れでは植生内部 ( $y/h < 1.0$ ) で植生抵抗によって主流速が低減されるために植生先端部 ( $y/h = 1.0$ ) において主流速分布の変曲点が現れる。柔軟植生流れでも同様の傾向がみられるが、特に Monami ケースについては流速分布の変曲点位置が下方に移動している。これは流体力をうけて植生が折れ曲がり、植生の折れ曲がり高さ  $\bar{h}_d$  が減少するためである。

図-5.7 は柔軟植生と剛体植生のレイノルズ応力  $-\overline{uv}$  分布である。値は断面平均流速  $U_m$  で無次元化している。  $-\overline{uv}/U_m^2$  は運動量交換を表すパラメータであることが知られている(Nepf & Ghisalberli (2008)<sup>22)</sup>)剛体植生や Swaying ケースでは植生先端でピークをもつ。ピーク値も Smooth bed に比べて大きくなっており、植生先端で運動量交換が活発である。これに対して、Monami ケースでは植生先端付近で緩やかなピークをもち、  $-\overline{uv}/U_m^2$  のピークの値も小さくなっており、興味深い。この結果から柔軟植生流れで揺動が大きくなると、植生内部と外部との運動量輸送が小さくなる。これは柔軟植生が折れ曲がることで植生内部への運動量輸送が遮蔽されることが示唆している。これらの特性は Okamoto & Nezu (2009)<sup>23)</sup>の結果と一致している。

## (2) 仮想粒子法

仮想粒子法とは、既に計測された瞬間流速場に仮想的な粒子を放出し、その粒子が流速に沿って輸送されるという仮定のもとに粒子の追跡を行う近似計算手法であり、粒子の鉛直分布情報を得ることができる。本研究では、PIV を用いて瞬間流速場を計測している長所

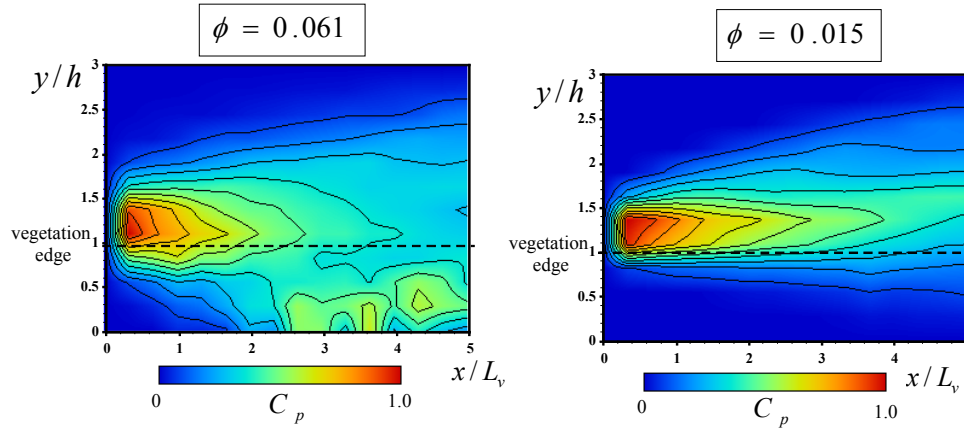


図-5.8 仮想粒子時間平均濃度分布

から，この手法を物質輸送メカニズムの予測に使用した．

近似的な仮想粒子の追跡は以下のように算出できる．

$$x_n^{t+1} = x_n^t + \Delta t \cdot u(x_n^t, y_n^t, t) \quad (5.6)$$

$$y_n^{t+1} = y_n^t + \Delta t \cdot v(x_n^t, y_n^t, t) \quad (5.7)$$

ここで， $x_n^t$  および  $y_n^t$  は任意粒子  $n$  における任意時刻  $t$  での  $x$ ， $y$  方向位置である．任意粒子  $n$  の瞬間流速  $u(x_n^t, y_n^t, t)$   $v(x_n^t, y_n^t, t)$  は PIV から得られたデータから求めている．

### (3) 計算結果

図-5.8 は  $\phi = 0.015, 0.061$  のケースにおいて植生先端部 ( $y/h = 1.0$ ) から仮想粒子を放した場合の時間平均粒子濃度コンター  $C_p$  を示したものである．植生密度の小さなケース  $\phi = 0.015$  では植生要素によって植生内部への粒子輸送が妨げられないために植生層内部の粒子濃度がより増加すると予測されるが，結果は，図-5.8 で考察したように， $\phi = 0.061$  の方が植生内部に多くの粒子が輸送されており，興味深い．これは，植生密度の大きなケース  $\phi = 0.061$  では sweep の寄与が大きくなるため，sweep の粒子輸送への寄与が植生要素の遮蔽効果よりも大きいことを示している．植生外部についても  $\phi = 0.061$  の方が ejection が大きく，高濃度の粒子分布が水面側で確認できる．

図-5.9 は  $\phi = 0.061$  のケースにおいて sweep, ejection 発生時に植生先端部 ( $y/h = 1.0$ ) から仮想粒子を放した場合の時間平均粒子濃度  $C_p$  のコンターを示したものである．sweep, ejection は瞬間レイノルズ応力分布のピーク値から判定した．sweep 発生時に投入したケースでは植生内部の粒子濃度が高くなっており，高速流体によって粒子が植生内部に輸送されているのが確認でき，既往研究の結果に一致する<sup>16) 18)</sup>．対して，ejection 発生時に投入したケースでは植生内部にはほとんど輸送されないが，低速流の上昇ベクトルによって水面

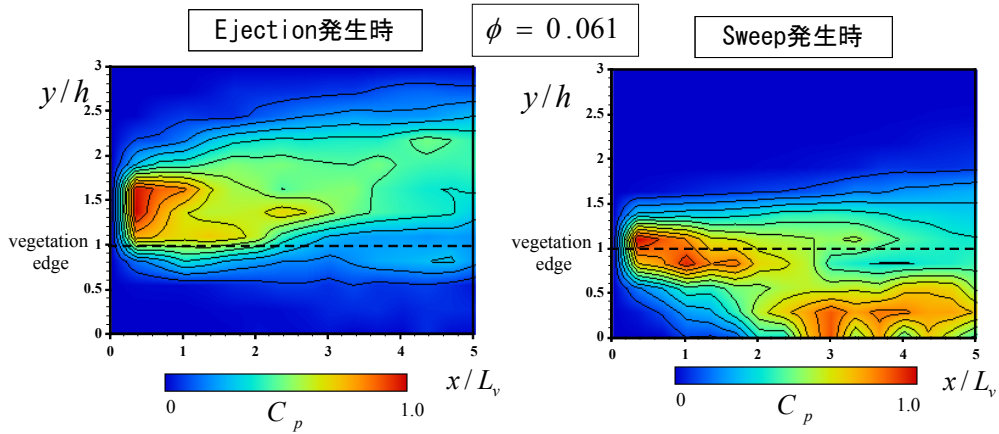


図-5.9 条件付き仮想粒子濃度分布

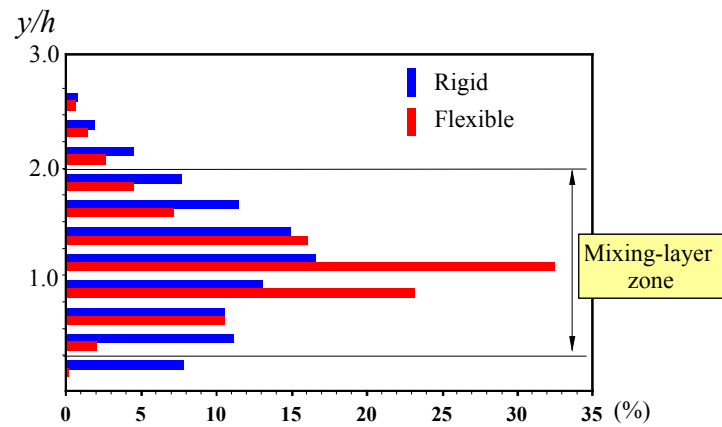


図-5.10 剛体・柔軟植生の仮想粒子分布のヒストグラム

側に高濃度分布が輸送されている。

図-5.10 は  $\phi = 0.061$ ，柔軟植生と剛体植生ケースにおいて植生先端部（ $y/h = 1.0$ ）から仮想粒子を放出した場合の粒子濃度を高さごとに整理したヒストグラムである。柔軟植生より剛体植生ケースにおいて粒子濃度分布が上下方向に広がっており，興味深い。これは柔軟植生流れでは植生が折れ曲がることで植生内部への粒子分布の輸送が遮蔽され，結果植生内部の粒子濃度が減少したためと考えられる。この結果は図-5.7 の剛体植生流れでは植生層内部と外部の運動量交換が活発であることと対応している。

## 5.5 剛体植生流れの領域区分と濃度統計量

### (1) 時間平均濃度コンター

図-5.11 は植生密度の大きなケース（ $\phi=0.061$ ）における時間平均濃度分布  $C$  のコンターである。染料注入位置は図-5.2 の各領域の代表高さ（ $y_0/h=0.2, 1.0, 1.4, 2.4$ ）とした。図

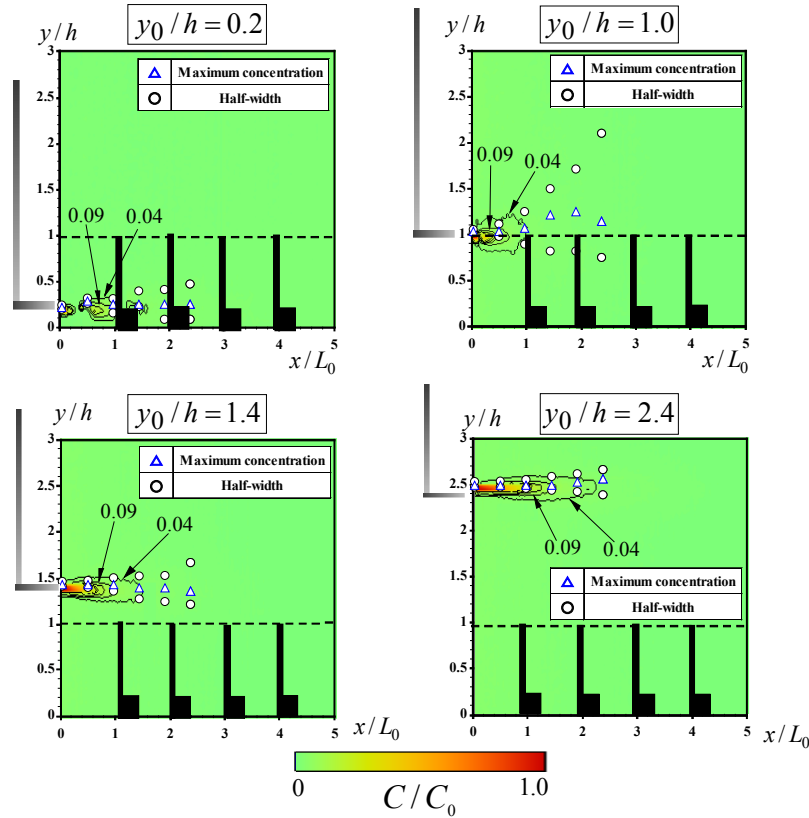


図-5.11 時間平均濃度コンター (Rigid,  $\phi=0.061$ )

中には濃度分布の上下方向の半値幅それぞれ  $b_{1/2}^+$ ,  $b_{1/2}^-$  と平均濃度分布のピーク位置  $C_{\max}(x)$  の軌跡を併示している．鉛直方向の半値幅  $b_{1/2}^+$ ,  $b_{1/2}^-$  は注入点から流下方向に離れるにつれて増加しており，ジェット流の既往研究<sup>1), 6)</sup>で観察された傾向と定性的に一致している．また Mixing-layer zone の中心位置に注入したケース ( $y_0/h=1.0$ ) では他の領域に注入したケース ( $y_0/h=0.2, 2.4$ ) より  $b_{1/2}^+$ ,  $b_{1/2}^-$  が大きくなっているため，Mixing-layer zone で植生内部と植生外部の物質交換が活発に行われていることが推測される．

図-5.11 の結果から染料注入位置によって物質輸送メカニズムは大きく異なることが推測される．そこで本研究では鉛直方向の濃度輸送を定量的に評価するために，図-5.12 の流下方向位置  $x/L_v=0.5, 1.0, 2.0$  における上下方向の半値幅  $b_{1/2}^+$ ,  $b_{1/2}^-$  をまとめた．滑面状態のケース ( $\phi=0.0$ ) では，植生流れのケース ( $\phi=0.061, 0.015$ ) よりも半値幅が小さく，注入位置による違いはほとんどみられない．これに対して，植生密度の大きなケース ( $\phi=0.061$ ) では，Mixing-layer zone の下端と中心位置に注入したケース ( $y_0/h=0.6, 1.0$ ) において半値幅が大きくなる傾向がみられた．これは植生流れの既往研究<sup>19), 20)</sup>によって知られているように，Mixing-layer zone では植生先端部の流速シアが大きくなるためと考えられ，鉛直方向の濃度拡散と sweep や ejection といった大規模組織渦との関係が示唆される．Wake zone に注入したケース ( $y_0/h=0.2$ ) では流速シアが小さく水平方向の輸送が卓越するために



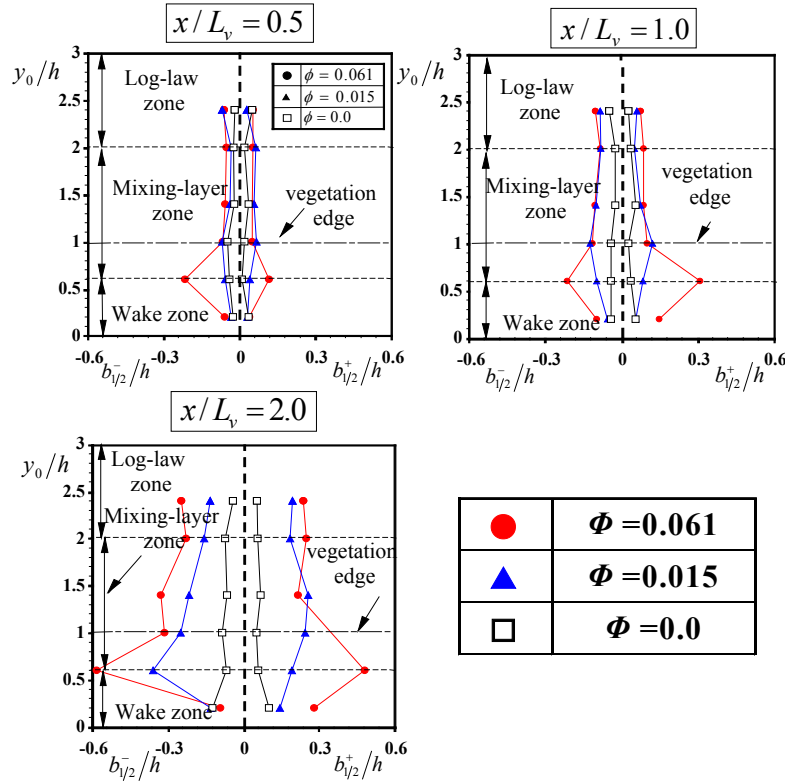


図-5.12 半値幅のまとめ

上下の半値幅は小さい。これは Nepf & Vivoni (2000)<sup>20)</sup>の結果に一致する。植生先端から水面までの領域では半値幅  $b_{1/2}^+$ ,  $b_{1/2}^-$  は減少しており, Log-law zone では Mixing-layer zone に比べ鉛直方向の濃度輸送が小さいことがわかる。これらの結果から, 植生流れでは, 領域によって乱流拡散特性が異なることが評価でき, 興味深い。

一方, 植生密度の小さいケース ( $\phi=0.015$ ) でも  $\phi=0.061$  と同様の傾向がみられるが, 全体的に  $\phi=0.061$  よりも半値幅  $b_{1/2}^+$ ,  $b_{1/2}^-$  は小さくなっている。これは,  $\phi=0.015$  では植生抵抗が減少し植生層内外の流速差  $\Delta U$  が小さくなるために大規模組織渦の発達が抑えられるためと考えられる。また, Wake zone に注入したケース ( $y_0/h=0.2$ ) において  $\phi=0.015$  に比べ  $\phi=0.061$  のケースの方が半値幅が大きくなっているのは, Poggi ら(2004)<sup>24)</sup>の報告にもあるように, 植生密度の増加に伴い植生背後のカルマン渦の影響が大きくなり, 濃度拡散が促進されるためであると推測される。

## (2) 最大濃度の流下方向減衰

図-5.13 は時間平均濃度のピーク値  $C_{\max}(x)$  の流下方向の減衰を植生密度ごとにまとめて示したものである。植生密度によらず植生内部から注入したケース ( $y_0/h=0.2, 0.6, 0.2, 0.6, 1.0$ ) でピーク値  $C_{\max}(x)$  の減衰が大きいことがこの図から確認することができ, 図-5.12 で得られた植生内部で濃度拡散が大きくなるという結果と対応している。また, 植生密度



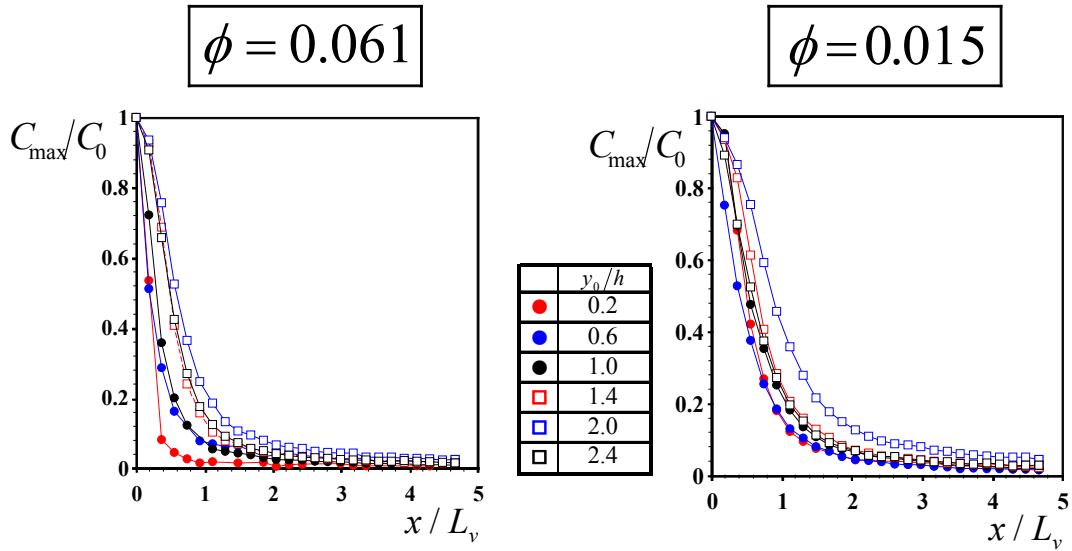


図-5.13 最大濃度の流下方向減衰

の大きなケース ( $\phi=0.061$ ) と小さなケース ( $\phi=0.015$ ) を比較すると,  $\phi=0.015$  の方が全体的に濃度ピークの減衰が小さくなっていることがわかる. これは,  $\phi=0.015$  の方が  $\phi=0.061$  に比べて植生内部における植生の wake や大規模組織渦の影響が小さく濃度が拡散されないためと考えられる.

また植生内部( $y_0/h < 1.0$ )では植生密度が大きいケースの方がピーク値の減衰が早くなっており, 注目される. これは植生内部におけるカルマン渦や先端部で発達する大規模組織渦構造の影響で濃度拡散の大小に差が出たためと考えられる. またこの特性は Ghisalberti & Nepf (2005)<sup>16)</sup>の実験結果と一致する. 植生の影響の少ない Log-law zone から注入したケース ( $y_0/h = 2.0, 2.4$ ) において植生密度の違いによる減衰の大きさの差が小さくなっている. また, Webster ら(2003)<sup>6)</sup>によって滑面開水路流れにおける時間平均濃度のピーク値の減衰  $C_{\max}(x)$  は  $x^{-1}$  に従うことが示されているが, 本研究においても  $x^{-1}$  またはそれに近い関数に従う結果となった.

### (3) ジェット流の濃度統計量との比較

既往の滑面開水路流れの結果と比較し, 底面植生帯が物質輸送に与える影響について考察する. フィックの拡散方程式は

$$\frac{D\tilde{c}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left( K_{xx} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_{yy} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_{zz} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial z} \right) \quad (5.8)$$

二次元の流れを考えるとフィックの拡散方程式は

$$\frac{\partial \tilde{c}}{\partial t} + u \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x} + v \frac{\partial \tilde{c}}{\partial y} = D_m \frac{\partial^2 \tilde{c}}{\partial x^2} + D_m \frac{\partial^2 \tilde{c}}{\partial y^2} \quad (5.9)$$

ここで  $D_m$  は分子拡散係数.

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U \frac{\partial C}{\partial x} + V \frac{\partial C}{\partial y} = D_m \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + D_m \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial(-\overline{uc})}{\partial x} + \frac{\partial(-\overline{vc})}{\partial y} \quad (5.10)$$

乱流運動による輸送フラックスは分子運動による拡散とのアナロジーにより次式のように表される.

$$-\overline{uc} = K_x \frac{\partial C}{\partial x}, \quad -\overline{vc} = K_y \frac{\partial C}{\partial y} \quad (5.11)$$

ここで  $K_x, K_y$  は  $x, y$  方向の乱流拡散係数.

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U \frac{\partial C}{\partial x} + V \frac{\partial C}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (D_m + K_x) \frac{\partial C}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (D_m + K_y) \frac{\partial C}{\partial y} \right\} \quad (5.12)$$

分子拡散は乱流拡散に比べてはるかに小さいので  $D_m$  は省略してもよい. 式(5.12)は流速分布が空間的に一様な流れ場では解析解が得られている. 瞬間的に点源から放出された煙の濃度は

$$\tilde{c}(x, y, z, t) = \frac{Q}{(4\pi t)^{3/2} \sqrt{D_x D_y D_z}} \exp \left( -\frac{1}{4t} \left( \frac{(x - Ut)^2}{K_x} + \frac{y^2}{K_y} + \frac{z^2}{K_z} \right) \right) \quad (5.13)$$

ここで  $Q$  は煙の放出量.

$$C(x, y, z) = \frac{q}{4\pi K} \frac{1}{r} \exp \left[ -\frac{U}{2K} (r - x) \right] \quad (5.14)$$

ジェット流の時間平均濃度分布はガウス分布とよく一致することが知られている<sup>1),6)</sup>. 図-5.14 に各領域の代表点  $y_0/h=0.2, 1.0, 2.0$  における時間平均濃度鉛直分布とガウス分布を比較した. ガウス分布  $C_G(x, y)$  は次式で与えられる.

$$C_G(x, y) = C_{\max}(x) \exp \left( -\frac{y^2}{2\sigma_y^2} \right) \quad (5.15)$$

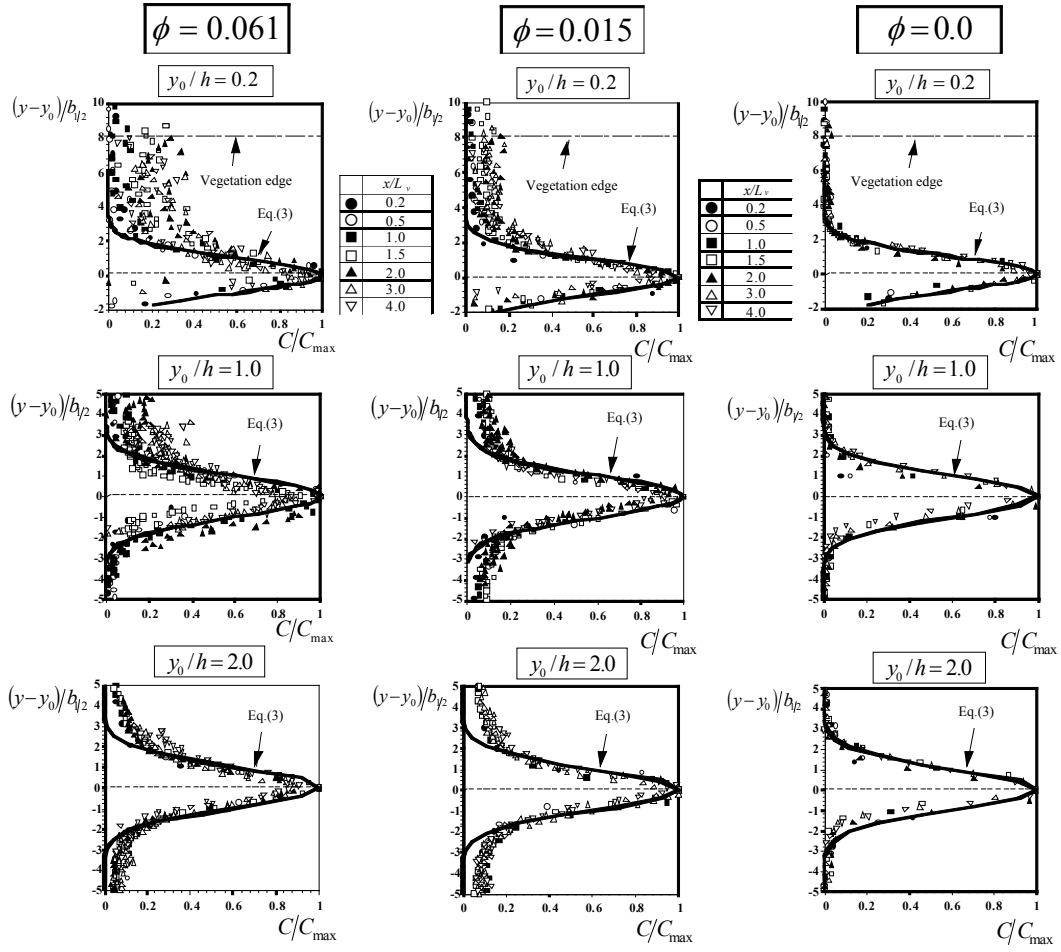


図-5.14 時間平均濃度分布およびガウス分布

$$\sigma_y = \frac{1}{2}(b_{1/2}^+ + b_{1/2}^-) \quad (5.16)$$

ここで  $C_{\max}(x)$  は流下方向位置ごとの最大濃度、 $\sigma$  は上下方向の半値幅  $b_{1/2}^+$ 、 $b_{1/2}^-$  の平均値である。植生密度の大きなケース ( $\phi=0.061$ ) では、Wake zone ( $y_0/h=0.2$ ) と植生先端 ( $y_0/h=1.0$ ) に注入したケースにおいて、時間平均濃度分布  $C$  はガウス分布に従っていないのが確認される。一方、滑面開水路流れ ( $\phi=0.0$ ) では、 $C$  分布のガウス分布からのずれは小さいため、これらは植生流れに固有の乱流物質輸送特性と考えられ、注目される。植生先端に注入したケース ( $y_0/h=1.0$ ) では、Mixing-layer zone の内部で発達する大規模組織渦によって植生内部と植生外部への濃度輸送が促進されてガウス分布からずれたと考えられる。これに対して、Wake zone に注入したケース ( $y_0/h=0.2$ ) のガウス分布からのずれは、植生要素の wake によって植生内部の流れが非一様になるためと考えられる。粗面開水路流れについて研究した Rahman & Webster(2005)<sup>7)</sup> の結果でも同様の傾向がみられる。

また図-5.14 から植生先端 ( $y_0/h=1.0$ ) に注入したケースより Wake zone ( $y_0/h=0.2$ ) に注入したケースの方がずれが大きいため、植生先端部の大規模組織渦よりも植生要素の

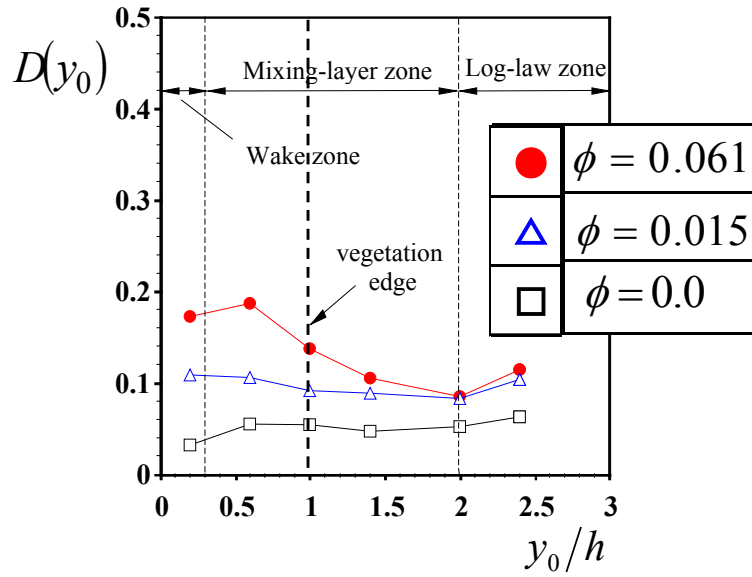


図-5.15 ガウス分布からのずれの比較

wake が平均濃度分布に与える影響が大きいという結果が得られ、興味深い。植生密度の小さなケース ( $\phi=0.015$ ) では、 $y_0/h=0.2$  と  $1.0$  において  $\phi=0.061$  よりもガウス分布からのずれが小さく、植生要素の wake や大規模組織渦の影響は植生密度が減少すると小さくなると考えられる。また、水面付近に注入したケース ( $y_0/h=2.0$ ) では、植生密度によるガウス分布からのずれへの影響はほとんどみられなかった。

図-5.15 に時間平均濃度分布  $C$  のガウス分布からのずれを積分し平均したものを比較した。ガウス分布からのずれは次式で計算した。

$$D = \frac{1}{H \times L} \iint_{x,y} \sqrt{\{C_G(x,y) - C(x,y)\}^2} dx dy \quad (5.17)$$

ここで  $L$  は撮影領域の流下方向の長さである。図-5.14 と同様、植生密度が増加すると植生内部でのガウス分布からのずれが大きくなっている。水面付近に注入したケース ( $y_0/h=2.4$ ) でガウス分布からのずれが増加する傾向がみられるのは水面の存在の影響をうけているためと考えられる。

#### (4) 濃度統計量の乱れ特性

これまでの植生流れの物質輸送に関する研究は非水没植生流れがメインであったため、濃度場の時間平均構造を中心に研究されてきた。しかし、本研究のような全水没植生流れでは植生先端部で大規模渦が発生し、濃度変動強度  $c'$  (濃度変動  $c(t)$  の r.m.s 値) に与える影響は大きいことが推測されるため、濃度変動強度特性を調べることも重要である。

図-5.16 は植生密度の大きなケース ( $\phi=0.061$ ) における濃度変動強度  $c'$  のコンターである。

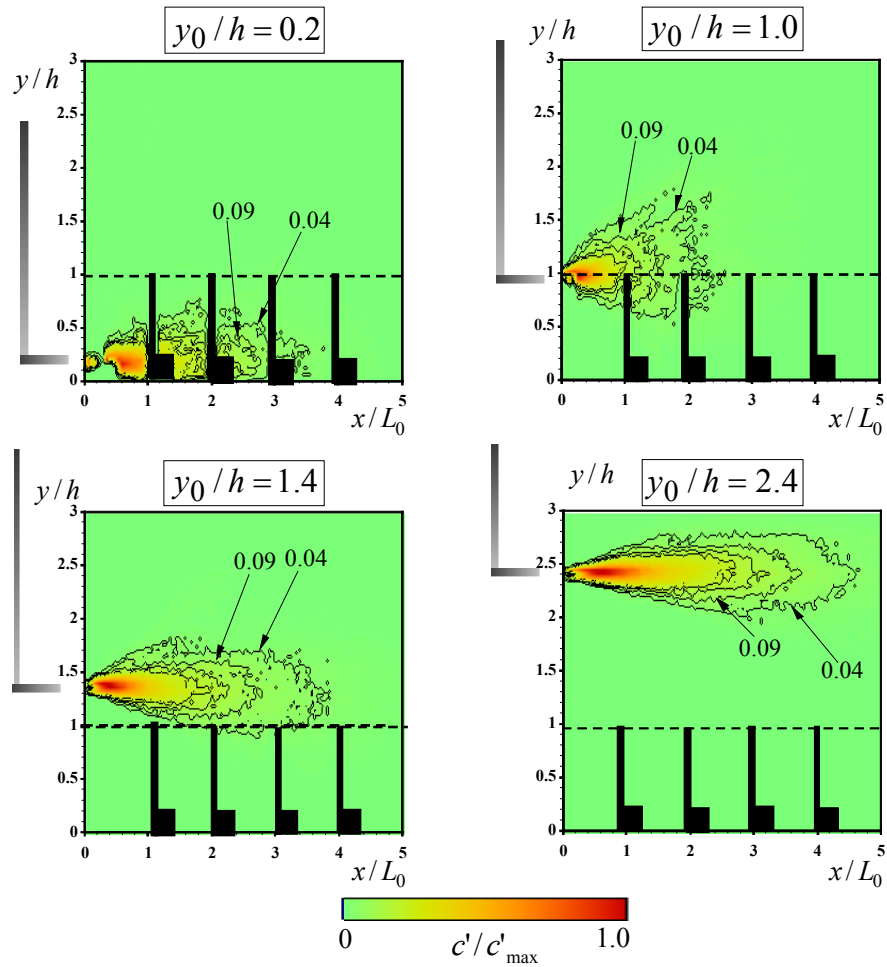


図-5.16 濃度変動強度コンター (Rigid,  $\phi=0.061$ )

染料注入位置は図-5.2 の各領域の代表高さ ( $y_0/h=0.2, 1.0, 1.4, 2.4$ ) とした．図中にはその等高線のうち外側 2 本にその値を併示している．図-5.17 は  $\phi=0.061, 0.015$  の各領域の代表点  $y_0/h=0.2, 1.0, 2.0$  における濃度変動強度  $c'$  の鉛直分布である．値は濃度変動強度の最大値  $c'_0$  で無次元化している．植生密度の大きなケース ( $\phi=0.061$ ) では，Wake zone ( $y_0/h=0.2$ ) に注入すると  $c'$  分布は注入高さでピークを持ち，流下方向に離れるにつれてピーク値が減衰している．この特性は Webster ら(2003)<sup>6)</sup>の結果と一致する．また， $c'$  分布は植生外部 ( $y/h > 1.0$ ) ではほぼゼロとなるため，Wake zone の濃度変動が植生外部には伝わらない．これは，Wake zone と植生外部の物質交換がほとんど行われないことを示唆しており，興味深い．

これに対して，植生先端から注入したケース ( $y_0/h=1.0$ ) では，植生要素の wake によるカルマン渦の影響が小さくなると考えられるが，同時に，植生先端付近では大規模組織渦が発達するために濃度変動分布の鉛直方向の広がりが大きくなっている．植生先端に注入したケース ( $y_0/h=1.0$ ) で  $c'$  分布が植生先端でピークをもち，植生内部と外部に広がりを持つことは植生内部と外部の物質交換が行われていることを示しており，注目される．

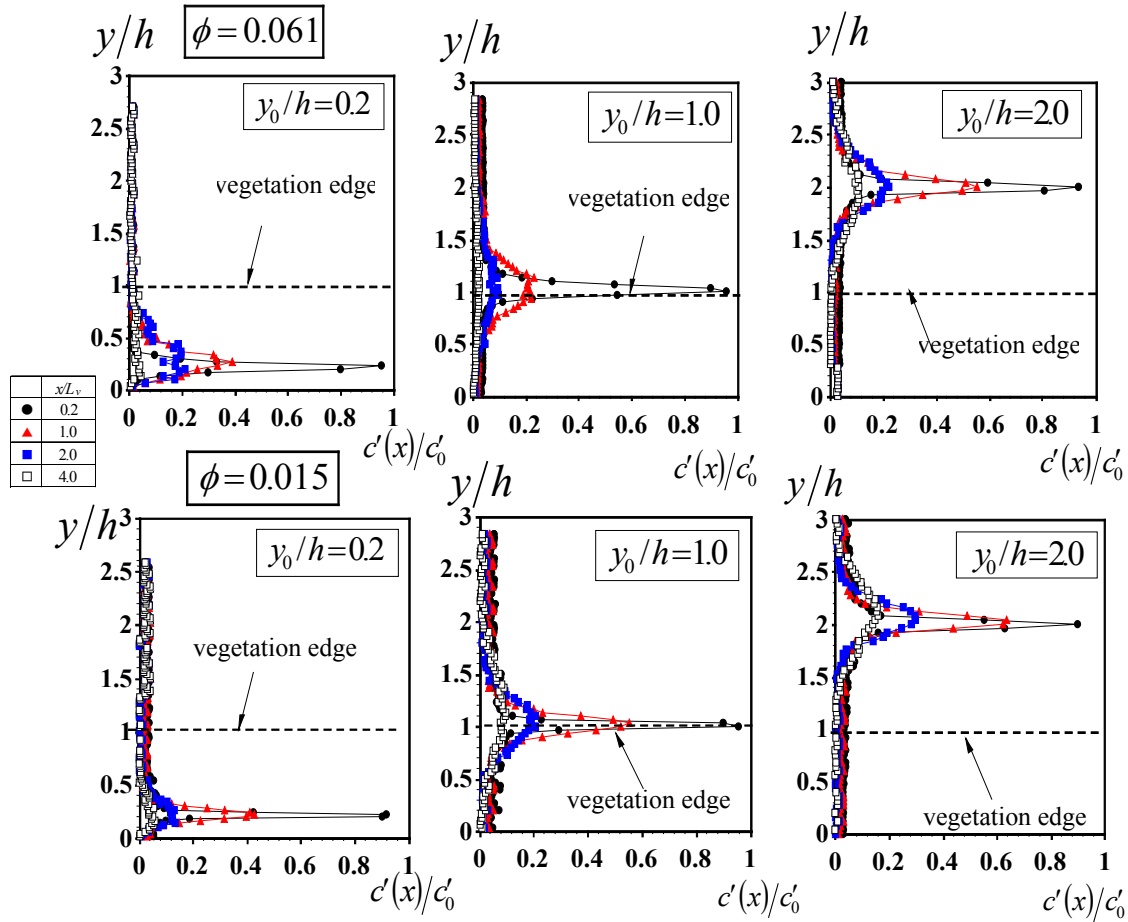


図-5.17 濃度変動強度鉛直分布 (Rigid)

Log-law zone に注入したケース ( $y_0/h=2.0$ ) では,  $c'$  分布の上下方向の広がりが小さく濃度変動分布の流下方向における低減が緩やかで, 流下方向への濃度変動輸送が増加し, 鉛直方向への輸送が小さくなっていることが図から確認することができる.

植生密度の小さなケース ( $\phi=0.015$ ) でも同様の傾向がみられるが, Wake zone に注入したケース ( $y_0/h=0.2$ ) と植生先端から注入したケース ( $y_0/h=1.0$ ) では植生密度が小さく wake によるカルマン渦や大規模組織渦の発達が抑えられるため,  $\phi=0.061$  のケースに比べて濃度変動強度  $c'$  の減衰が遅くなり, 鉛直方向にも広がりが小さくなっている. また, Log-law zone では時間平均値と同様, 植生密度  $\phi$  の影響はみられないという結果になった.

## 5.6 柔軟植生と剛体植生の乱流拡散特性の比較

### (1) 濃度統計量の時間平均特性の比較

柔軟植生と剛体植生流れの物質輸送メカニズムの違いについては未解明点が多い. Ghisalberti & Nepf (2008)<sup>22)</sup>は仮想粒子法を用いて, 植生流れの物質輸送メカニズムの数値予

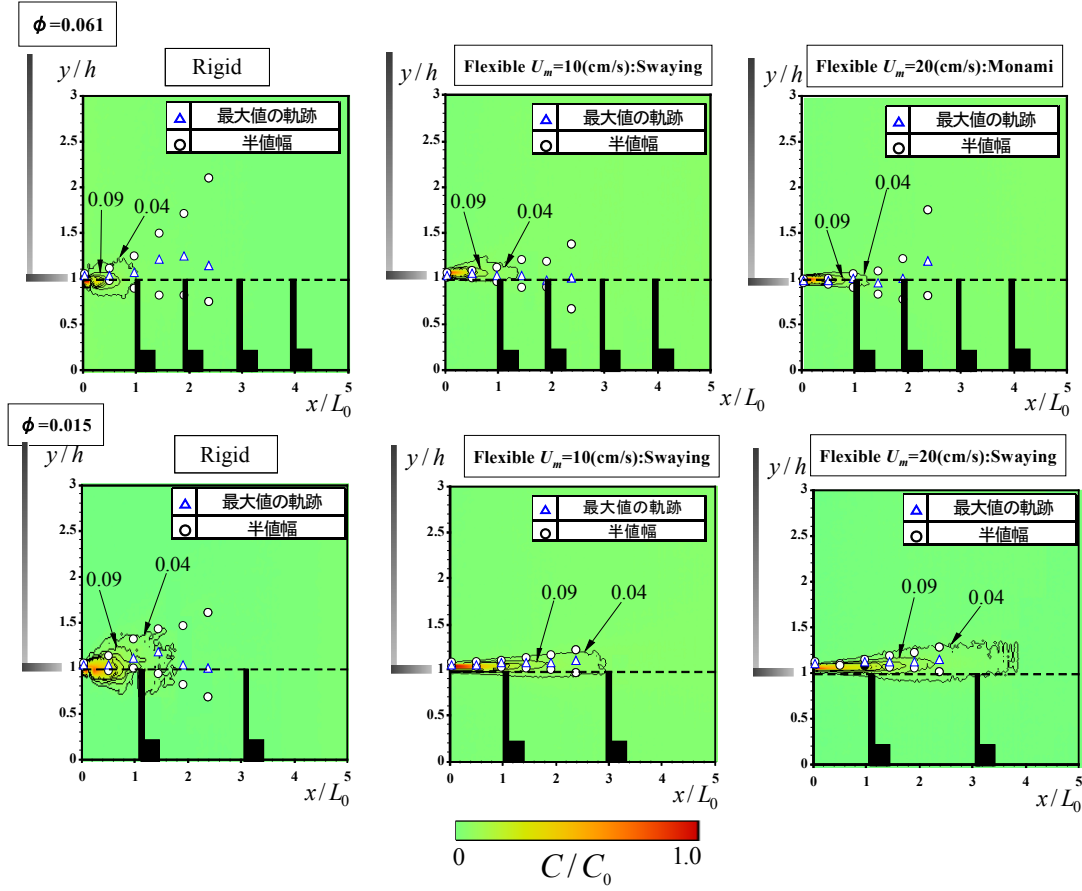


図-5.18 時間平均濃度コンター (Flexible, Rigid,  $\phi=0.061$ )

測を行った．藻波現象が発生すると乱流拡散が促進されると予測しているが，実験データは得られていない．そこで本節では LIF 計測結果を用いて柔軟植生と剛体植生流れの濃度統計量を比較検討する．

図-5.18 は  $\phi=0.015, 0.061$  のケースの柔軟植生(Monami, Swaying)と剛体植生(Rigid)の  $y_0/h=1.0$  における時間平均濃度分布  $C$  のコンターである．図中には，平均濃度分布の上下方向の半値幅それぞれ  $b_{1/2}^+$ ,  $b_{1/2}^-$  と濃度のピーク位置の軌跡，またその等高線のうち外側 2 本にその値を併示している．剛体植生と柔軟植生の両ケースにおいて植生密度の小さなケース( $\phi=0.015$ )でコンターラインの広がりが大きくなっている．これは植生密度が増加すると濃度拡散が大きくなるためだと考えられる．

図-5.19 には  $\phi=0.015, 0.061$  のケースの流下方向位置  $x/L_v=0.5, 1.0, 2.0$  における上下方向の半値幅  $b_{1/2}^+$ ,  $b_{1/2}^-$  をまとめた．剛体植生ケースでは柔軟植生ケースより半値幅が大きいため，剛体植生流れでは鉛直方向の物質輸送が大きくなることが予測できる．これは図-5.7 で考察したように剛体植生流れでは強いせん断層が発達し乱流拡散を促進するためだと考えられ，注目される．この結果は図-5.10 の仮想粒子法による計算結果と一致している．図から Monami, Swaying ケースの差異はあまりみられないため，断面平均流速や植生の揺動状

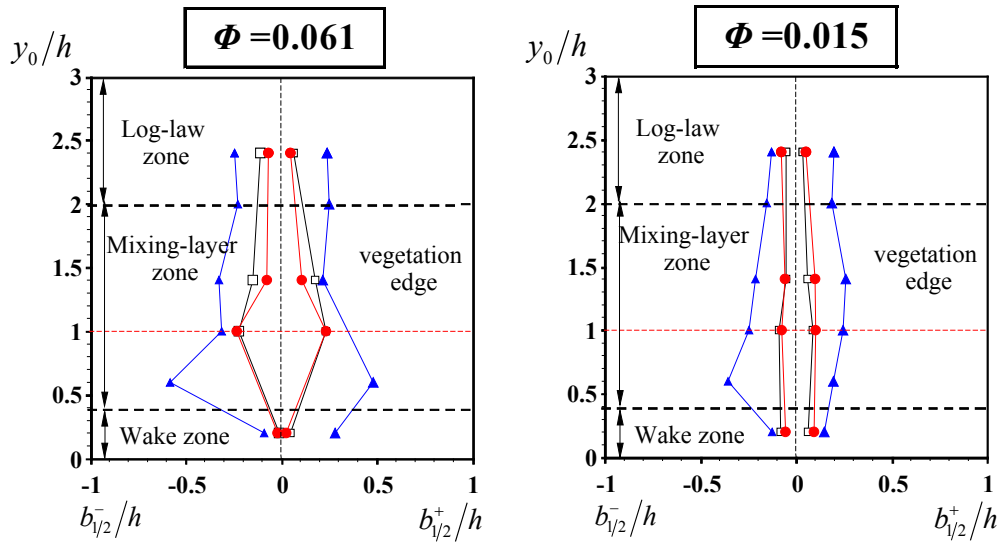


図-5.19 時間平均濃度コンター (Flexible, Rigid,  $\phi=0.061$ )

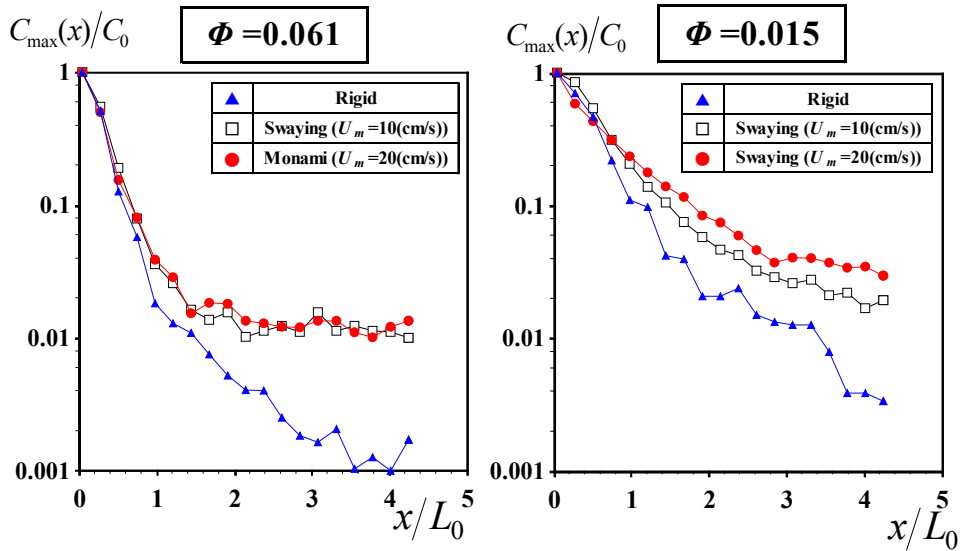


図-5.20 時間平均濃度の最大値の減衰 (Flexible, Rigid,  $\phi=0.061$ )

態変化が平均濃度統計量に与える影響は小さいことがわかる。また植生密度の小さいケース( $\phi=0.015$ )において柔軟植生と剛体植生ケースの半値幅の差が大きくなっているのが観察され、興味深い。植生の本数が減少すると1本あたりの植生の剛性の影響が大きくなることが推測される。

図-5.20 は柔軟植生(Monami, Swaying)と剛体植生(Rigid)の時間平均濃度のピーク値  $C_{\max}(x)$  の流下方向の減衰を植生密度ごとにまとめて示したものである。染料注入位置は植生先端( $y_0/h=1.0$ )とした。 $\phi=0.015, 0.061$  のケースにおいて柔軟植生より剛体植生ケースで時間平均濃度のピーク値  $C_{\max}(x)$  の流下方向減衰が大きくなる傾向がみられる。これらの結果は図-5.19 半値幅の結果と一致しており、剛体植生ケースでは乱流拡散が促進されること



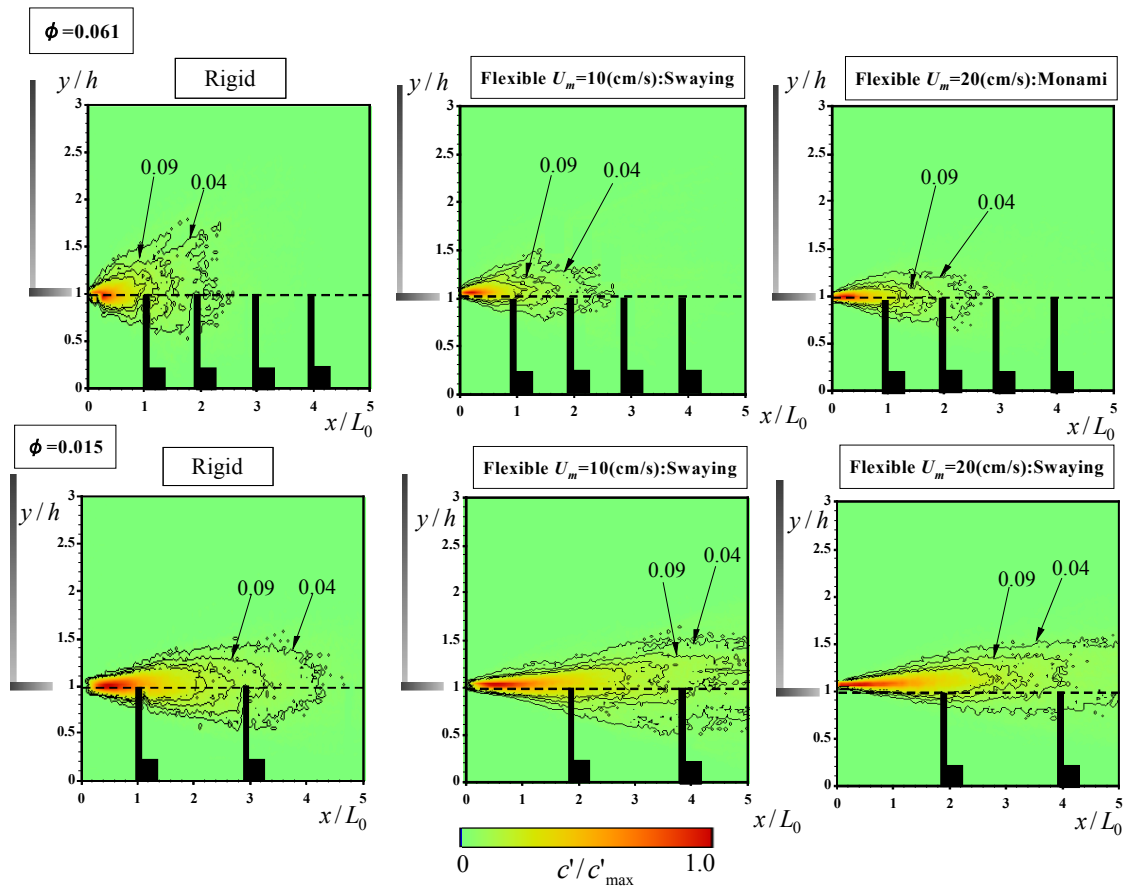


図-5.21 濃度変動強度コンター (Flexible, Rigid,  $\phi=0.061$ )

が推測される。また図から Monami と Swaying ケースの差異はあまりみられないため、断面平均流速や植生の揺動状態の変化が乱流拡散に及ぼす影響はあまり大きくないことが示唆される。

## (2) 濃度統計量の乱れ特性の比較

図-5.21 は  $\phi=0.015, 0.061$  のケースの柔軟植生(Monami, Swaying)と剛体植生(Rigid)の濃度変動強度  $c'$  のコンターである。染料注入位置は植生先端( $y_0/h=1.0$ )とした。濃度変動強度  $c'$  は図-5.18 時間平均濃度  $C$  より空間的なコンターの広がりが大きくなっており、Webster ら(2003)<sup>6)</sup>の LIF 計測結果と一致している。これは瞬間濃度分布  $\tilde{c}(x, y)$  の空間的な非一様性が大きいと濃度変動強度  $c'$  が増加するのに対し、時間平均濃度  $C$  の値が小さくなるためと考えられる。

柔軟植生(Monami, Swaying)と剛体植生(Rigid)の差異も図-5.18 時間平均濃度コンターより濃度変動強度  $c'$  コンターにおいてははっきりと観察され、興味深い。剛体植生ケースで濃度変動強度  $c'$  が大きく、鉛直方向のスカラー輸送が活発である。

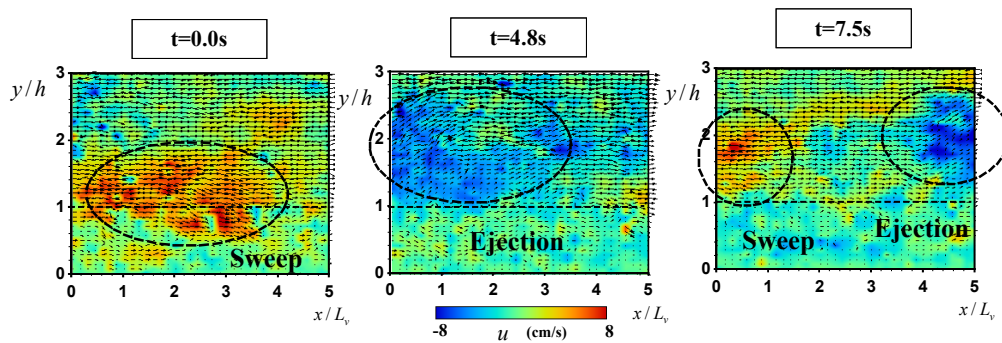


図-5.22 瞬間流速ベクトル分布

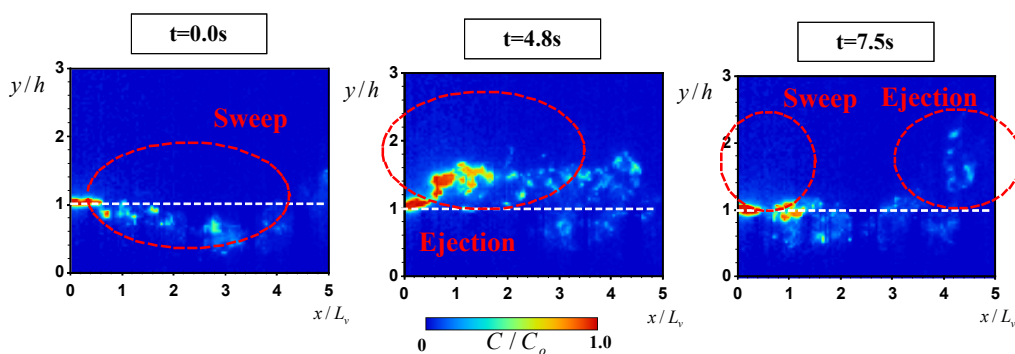


図-5.23 瞬間濃度分布

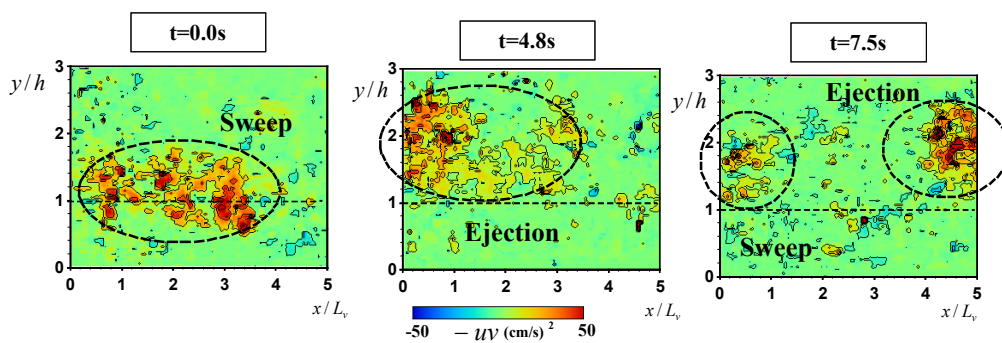


図-5.24 瞬間レイノルズ応力分布

## 5.7 速度—スカラー結合統計量

### (1) 植生流れの瞬間流速・瞬間濃度場

本研究では PIV と LIF 法を併用した瞬間流速-濃度同時計測を行っているために組織渦構造の濃度輸送への寄与を評価することができる．特に Nezu & Sanjou(2008)<sup>19)</sup>によって植生流れでは sweep, ejection が交互に発生するような組織変動サイクルが存在し，大規模組織渦を形成することが知られている．

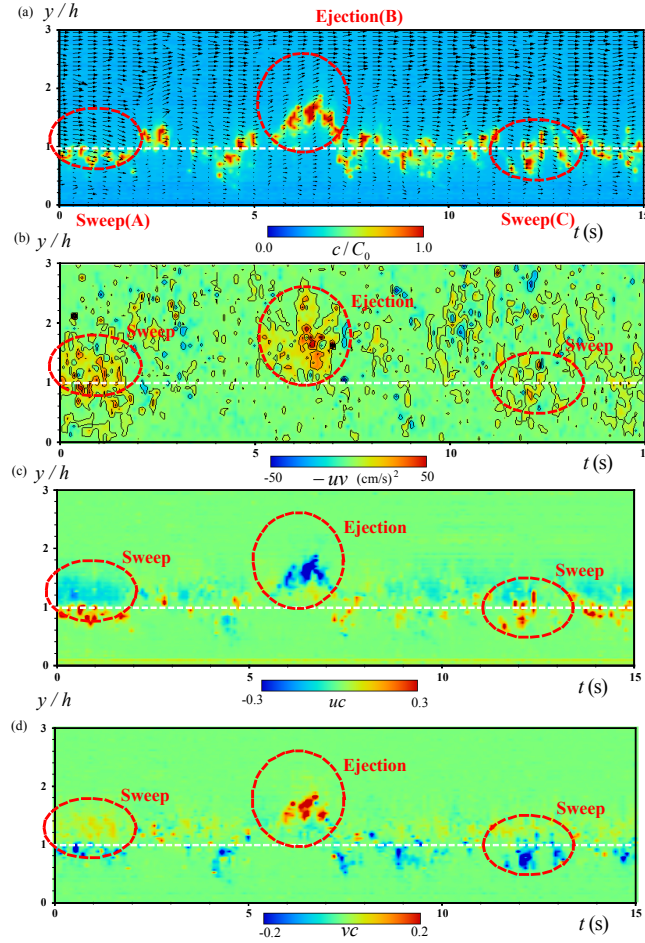


図-5.25 (a) 瞬間ベクトル・瞬間濃度分布の時系列, (b) 瞬間レイノルズ応力の時系列  
(c) 流下方向スカラーフラックスの時系列, (d) 鉛直方向スカラーフラックスの時系列

図-5.22, 図-5.23 は  $\phi=0.061$ , 植生先端に注入したケース ( $y_0/h=1.0$ ) の瞬間流速ベクトル分布 ( $\tilde{u}, \tilde{v}$ ) と瞬間濃度  $\tilde{c}$  のコンターを並べて示したものである。  $t=0.0[s]$  で高速流の下降ベクトル sweep が発生し、高濃度分布が植生内部に輸送されているのが観察される。  $t=4.8[s]$  では sweep 自体が流下方向に移流され、上流側で低速流の上昇ベクトル ejection によってノズルから注入された染料が植生外部に輸送されている。  $t=7.5[s]$  では再び植生先端部で sweep が発生し、高濃度分布が植生内部へ入り込んでいる。これらのことから sweep, ejection が染料輸送に寄与することがわかった。

図-5.24 には図-5.22 と同時刻の瞬間レイノルズ応力分布を時系列表示した。 sweep, ejection 発生時にそれぞれ植生内部と植生外部で瞬間レイノルズ応力分布の局所的に大きな正值ピークがみられ、瞬間レイノルズ応力の正值分布は大規模組織乱流構造の発生領域と対応している。また瞬間レイノルズ応力のピーク位置と高濃度分布が一致することから運動量輸送と物質輸送に高い相関があることが示唆され、注目される。

図-5.25(a)は Rigid,  $\phi=0.061$ ,  $y_0/h=1.0$  のケースの瞬間流速ベクトル ( $\tilde{u}, \tilde{v}$ ) を  $t=0.0(s)$

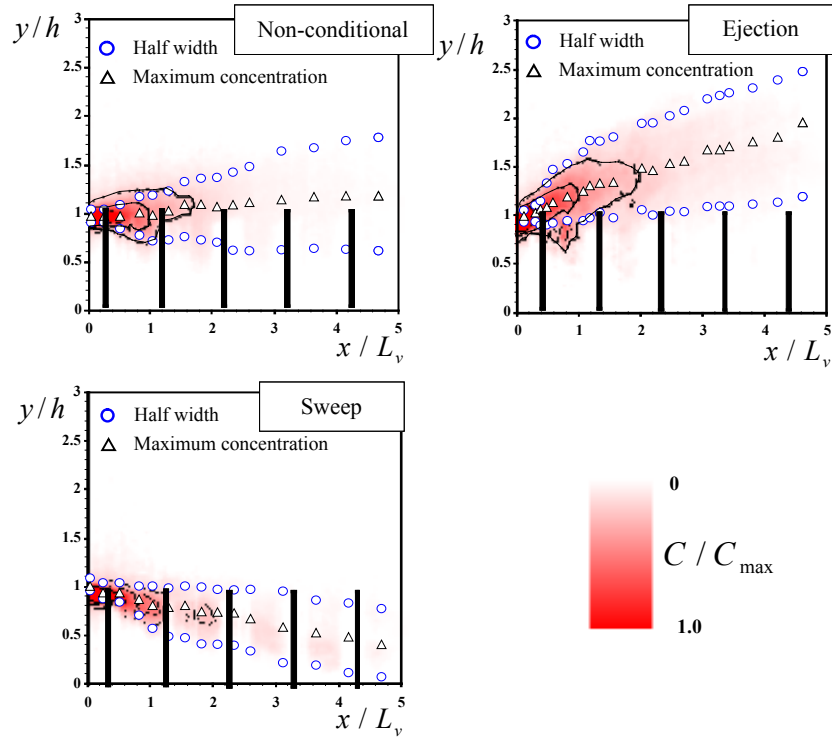


図-5. 26 条件付サンプリング濃度コンター

から  $t = 15.0$  (s)までの時系列に示したものである．図-5. 25(b), (c)はそれぞれ瞬間濃度場  $\tilde{c}(t)$ ，瞬間レイノルズ応力分布  $-uv(t)$  のコンター図である．これらの図は同時刻のものを対応させたものである．

$t = 0.0$ s では植生先端（破線部A）で高速流の下降ベクトル sweep(A)が発生し，高濃度分布が植生内部に輸送されているのが観察される． $t = 6.0-7.0$ s に植生外部で低速流の上昇ベクトル ejection(B)が観察され，注入された染料が植生外部に輸送されている． $t = 12.0-13.0$ s では再び sweep(C)が発生し，染料が植生内部へ入り込んでいる．この特性は他の時刻およびケースにおいても観察され，植生開水路流れには ejection から sweep に移行する組織的な変動サイクルが存在するようである．図-5. 25(b)から sweep, ejection 発生時にそれぞれ植生内部と植生外部で瞬間レイノルズ応力分布の局所的に大きな正值ピークがみられ，瞬間レイノルズ応力の正值分布は大規模組織乱流構造の発生領域と対応している．

図-5. 25(c),(d)は流下方向と鉛直方向の物質輸送フラックス  $uc(t)$  と  $vc(t)$  のコンター図である．Sweep 発生時には物質輸送フラックスはそれぞれ  $uc > 0 (u > 0, c > 0)$ ， $vc < 0 (v < 0, c > 0)$  となり，植生内部への物質輸送が活発となっている．これに対して ejection 発生時には  $uc < 0 (u < 0, c > 0)$ ， $vc > 0 (v > 0, c > 0)$  で植生外部へ染料が輸送されている．また瞬間レイノルズ応力と物質輸送フラックスのピーク位置とが一致することから運動量輸送と物質輸送に高い相関があることが確認できた．

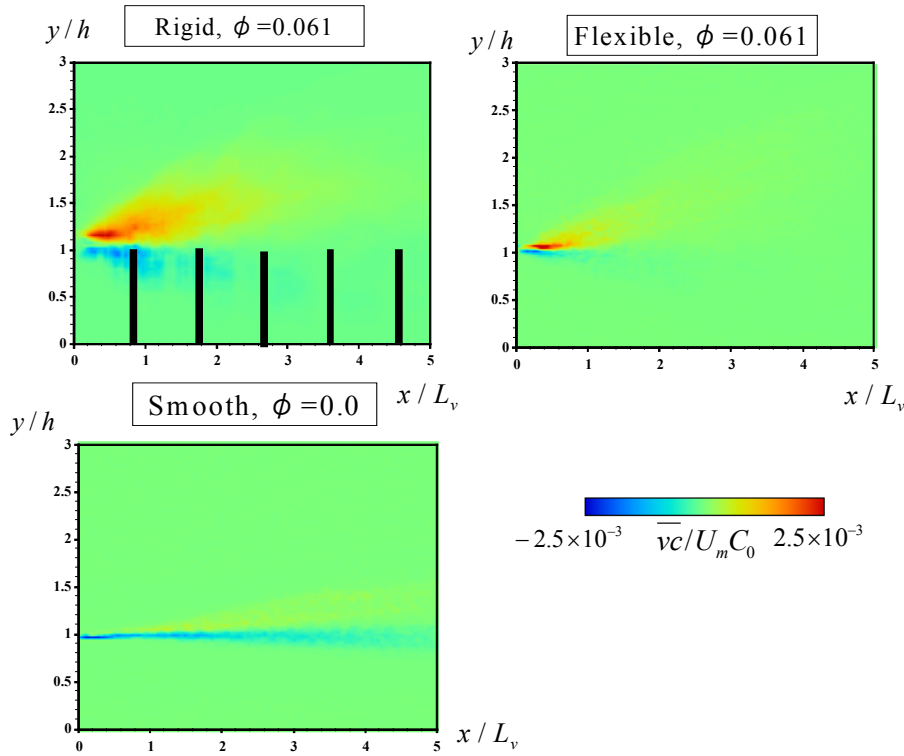


図-5.27 鉛直方向スカラーフラックスの比較

## (2) 条件サンプリング解析

図-5.22, 図-5.23 で考察した sweep, ejection の染料輸送への寄与を定量的に評価するために, 図-5.26 に Rigid,  $\phi=0.061$ ,  $y_0/h=1.0$  のケースについて  $y_0/h=1.0$  の ejection 発生時と sweep 発生時のみ条件付サンプリングした時間平均濃度  $C_e$  と  $C_s$  (ホール値は  $H=1$ ) を示す. 図中には濃度分布の上下方向の半値幅それぞれ  $b_{1/2}^+$ ,  $b_{1/2}^-$  と濃度のピーク位置の軌跡を併示している. また比較のため全時間平均濃度コンター(Non-conditional)も併示している.  $C_s$  ではピーク濃度が植生内部でみられ, sweep 発生時には植生内部に染料が入り込んでいることがわかる. これに対して, ejection 発生時には  $C_e$  の最大濃度が植生先端より上でみられ, 植生層の外部に染料が輸送されているのが観察される. また sweep, ejection 発生時の半値幅の値が Non-conditional ケースより大きいいため組織乱流構造の濃度輸送への寄与が大きいことが推測され, 注目される.

## (3) 速度・スカラー場の結合統計量

乱流拡散現象を理解し, かつ予測するには速度場とスカラー場の結合統計量の特性を明らかにすることが重要である. 本研究では瞬間流速-濃度同時計測を行っているため, 物質輸送フラックス  $uc(t)$  と  $vc(t)$  を直接計算し, 評価することが可能である.

図-5.27 は  $\phi=0.061$ , 植生先端に注入したケース ( $y_0/h=1.0$ ) の柔軟植生(Monami)と剛体



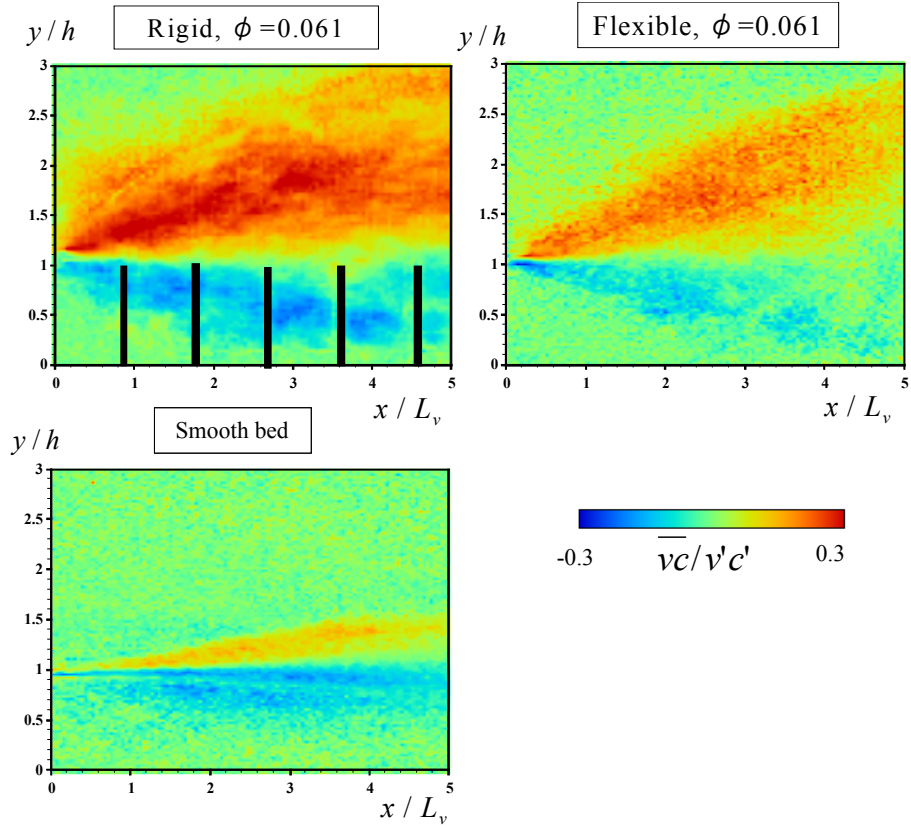


図-5.28 鉛直流速—濃度相関係数

植生の鉛直方向物質輸送フラックス  $\overline{vc}$  のコンターである．  $\phi=0.0$ (Smooth bed)のケースも比較のため併示している． 剛体植生と柔軟植生ケースにおいて植生先端部を中心として上下に正負分布が分かれている． これは植生層内部と外部で物質輸送メカニズムが異なるためである． すなわち， 植生先端部から植生内部へは高速流の下降ベクトル sweep によって高濃度の染料が輸送されるため ( $v < 0, c > 0$ )， 負値分布  $\overline{vc} < 0$  がみられる． これに対して， 植生外部では低速流の上昇ベクトル ejection によって染料が水面側に輸送されるため ( $v > 0, c > 0$ )， 正值分布  $\overline{vc} > 0$  が現れる．

特に剛体植生で柔軟植生(Monami)より大きな正值と負値分布がみられ， 興味深い． これは図-5.7 レイノルズ応力分布  $-\overline{uv}/U_m^2$  で考察したように， 剛体植生で流速シアが大きく大規模な組織構造が発達し， 植生内部と植生外部により多くの濃度が輸送されるためである． これに対して Smooth bed では  $\overline{vc}$  の値が小さく， 鉛直方向拡散は小さいことがわかる．

乱流スカラーフラックス  $\overline{vc}$  は以下のように無次元化して相関係数の形で表現することができる．

$$\rho_{v,c} = \frac{\overline{vc}}{\overline{v'c'}} \quad (5.18)$$

相関係数の形にすることで  $v, c$  の絶対値の影響を受けずに， 流速—濃度の相関を評価でき

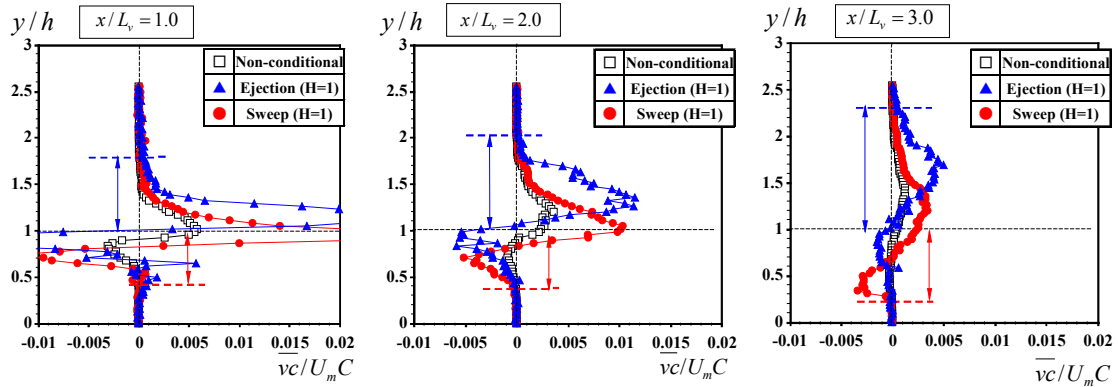


図-5.29 鉛直方向スカラーフラックスの4象限区分解析

る。図-5.28は $\phi=0.061$ 、植生先端に注入したケース( $y_0/h=1.0$ )の柔軟植生(Monami)と剛体植生の鉛直方向物質輸送フラックス $\overline{vc}/v'c'$ のコンター図である。 $\phi=0.0$ (Smooth bed)のケースも比較のため併示している。剛体植生では植生外部で正の相関がみられ、植生内部では負の相関がみられる。

柔軟植生でも同様の傾向が観察されるが、剛体植生の方が相関値は大きくなっており、注目される。図-5.27、図-5.28の結果は図-5.10 仮想粒子法による計算結果と一致しており、柔軟植生流れでは剛体植生より鉛直方向の物質交換効率が小さいことが確認できた。

Raupach ら(1996)<sup>25)</sup>や Ghisalberti & Nepf (2006)<sup>26)</sup>は植生流れでは sweep, ejection の物質輸送への寄与が大きいことを示唆しているが、実験データは得られていない。そこで本研究では瞬間流速を用いて条件付解析を行う。図-5.29は Rigid,  $\phi=0.061$ ,  $y_0/h=1.0$  のケースの ejection 発生時と sweep 発生時のみ条件付サンプリングしたスカラーフラックス $\overline{vc}$ (ejection:  $H=1$ ),  $\overline{vc}$ (sweep:  $H=1$ )の鉛直プロット図を示す。sweep 発生時には $\overline{vc}$ (sweep:  $H=1$ )は植生内部で Non-conditional に比べて大きな負値( $v < 0$ ,  $c > 0$ )をとり、植生層内部へのスカラーフラックスの浸透が大きくなっており、注目される。一方、植生先端部で $\overline{vc}$ (sweep:  $H=1$ )が正値をとるのは、sweep 発生領域に濃度分布が存在するとは限らないため低濃度分布( $v < 0$ ,  $c < 0$ )が輸送されると推測される。これに対して、ejection 発生時には植生外部でスカラーフラックスが大きくなっている。

#### (4) 物質輸送フラックスの条件付解析

図-5.29の考察結果からスカラーフラックスには低濃度分布( $c < 0$ )の寄与も含まれているため、従来の手法で sweep, ejection のスカラー輸送を評価することは難しい。そこで本研究では瞬間濃度を条件付解析し、高濃度分布( $c > 0$ )の寄与のみを抽出することを試みた。図-5.30は $c = \tilde{c} - C > 0$ で条件付解析した鉛直方向物質輸送フラックス $\overline{vc}$ のコンターである。剛体植生ケースでは図-5.22と比較して植生層内部と外部の正負値が大きくなっており、高濃度分布( $c > 0$ )の寄与のみを抽出することに成功した。柔軟植生でも同様の傾向が観察

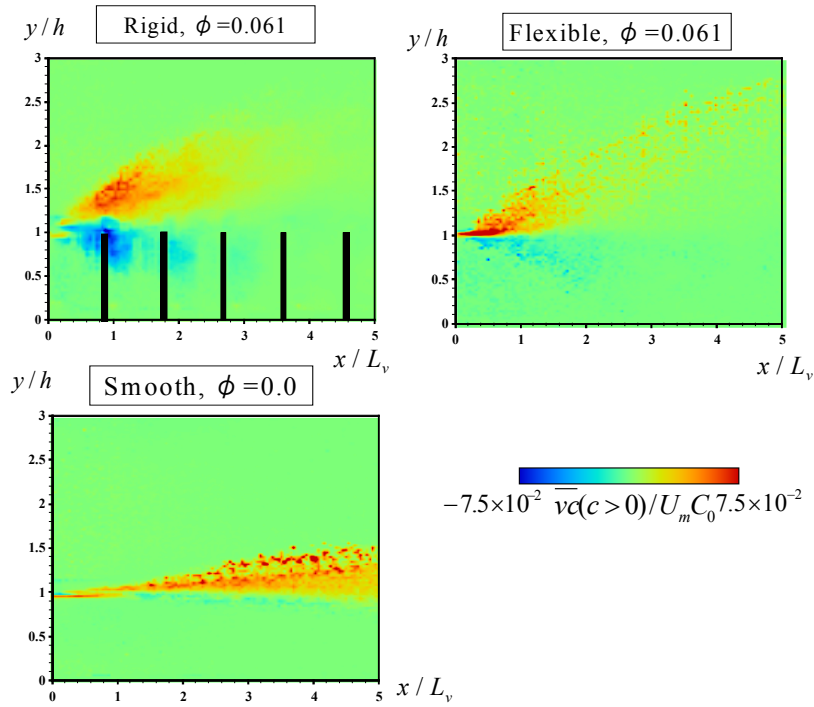


図-5.30 鉛直方向スカラーフラックスの正負条件付解析

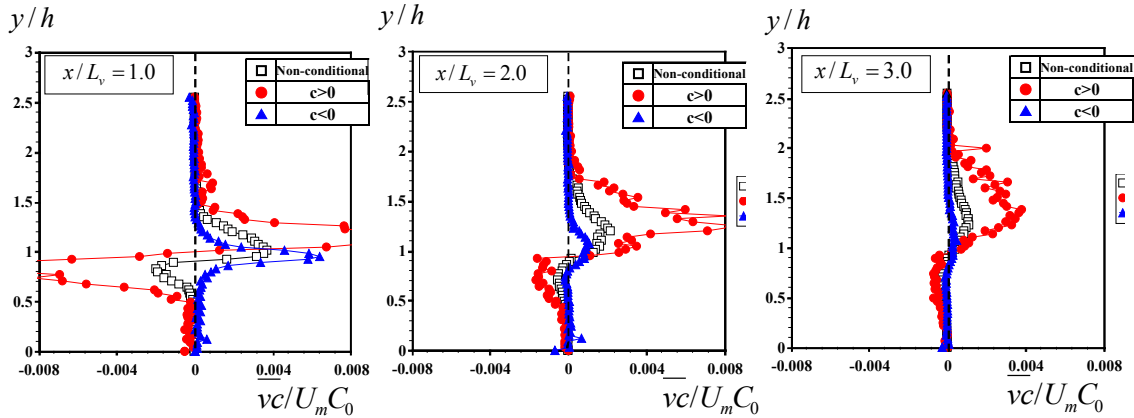


図-5.31 鉛直方向スカラーフラックスの正負条件付解析(プロット図)

される。植生内部の負値が小さいため、柔軟植生流れでは sweep による植生内部への物質輸送が小さいことが推測され、興味深い。これに対して、Smooth bed では正值分布のみが大きくなっている。これは Smooth bed では sweep によるスカラー輸送への寄与が小さいことを示唆している。

図-5.31 は  $\phi=0.061$   $y_0/h=1.0$  の剛体植生ケースについて高濃度( $c>0$ )と低濃度分布( $c<0$ )を条件付サンプリングしたスカラーフラックス  $\overline{vc}$  の鉛直プロット図を示す。高濃度( $c>0$ )時の  $\overline{vc}$  は植生外部と内部でそれぞれ正負の大きなピークをもつ。またノズル注入位置( $x/L_v=0$ )から離れると  $\overline{vc}(c>0)$  のピーク値が減少する傾向がみられる。特に植生内部で  $\overline{vc}(c>0)$  の減衰が大きいのは wake による濃度拡散が大きいためである。低濃度( $c<0$ )時は植生先端で正のピークをもち、負値分布はみられない。これは sweep によって植生外



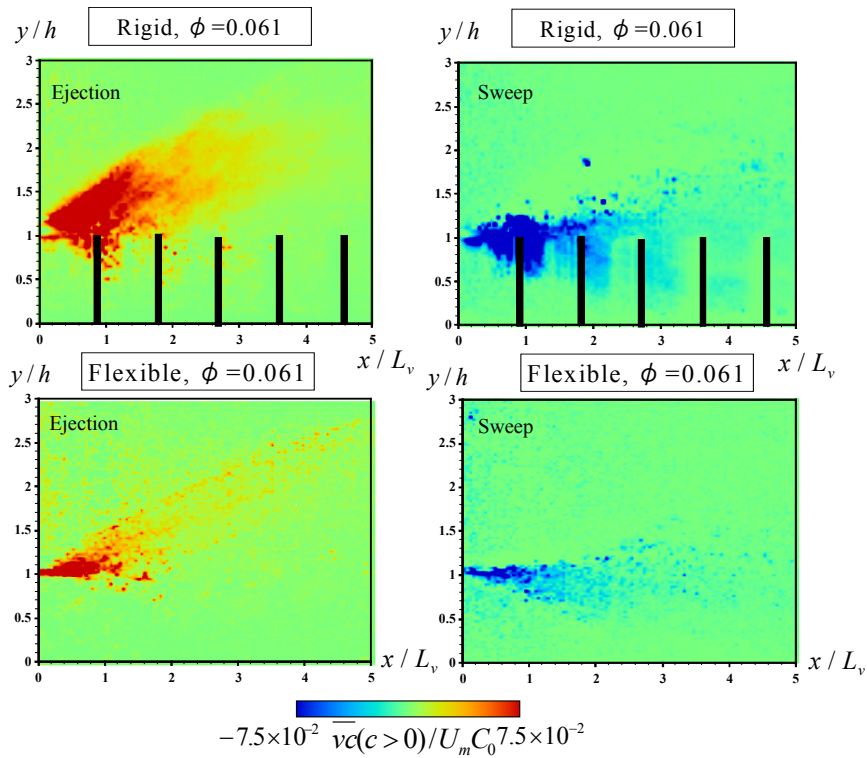


図-5.32 鉛直方向スカラーフラックスの正負条件付 4 象限区分解析

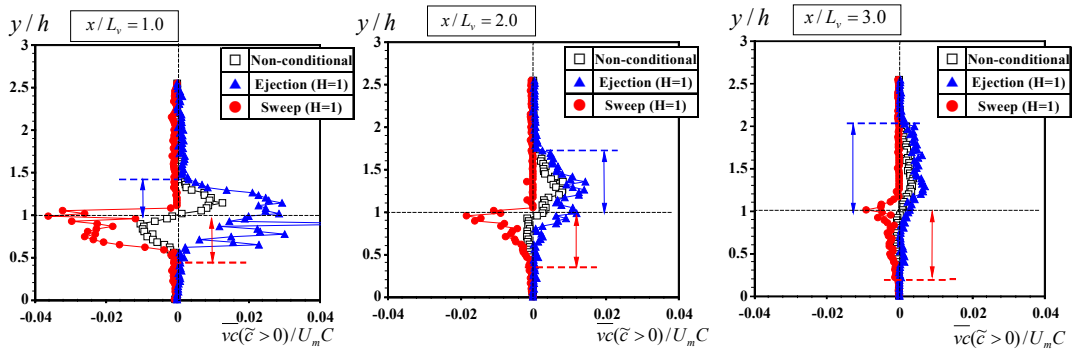


図-5.33 鉛直方向スカラーフラックスの正負条件付 4 象限区分解析(プロット図)

部の低濃度分布が植生先端へ輸送されているためである( $v < 0, c < 0$ ).

図-5.32, 図-5.33 はそれぞれ  $\phi=0.061$   $y_0/h=1.0$  の剛体植生と柔軟植生ケースについて高濃度分布を条件付サンプリングした( $c > 0$ )スカラーフラックス  $\overline{vc}$  (ejection:  $H=1$ ),  $\overline{vc}$  (sweep:  $H=1$ )のコンターと鉛直プロット図を示す. ejection 発生時には  $\overline{vc}(c > 0, \text{ejection: } H=1)$ が Mixing-layer zone の下端から上端までの領域( $y/h=0.5-1.7$ )で大きくなっており, ejection による鉛直方向の輸送が活発である. sweep 発生時には  $\overline{vc}(c > 0, \text{sweep: } H=1)$ は Mixing-layer zone の中心から下端にかけて大きな値をもつ. 植生内部では  $\overline{vc}(c > 0, \text{sweep: } H=1)$ は  $\overline{vc}(c > 0, \text{ejection: } H=1)$ より大きくなっている. これは図-2.14 の 4 象限区分解析

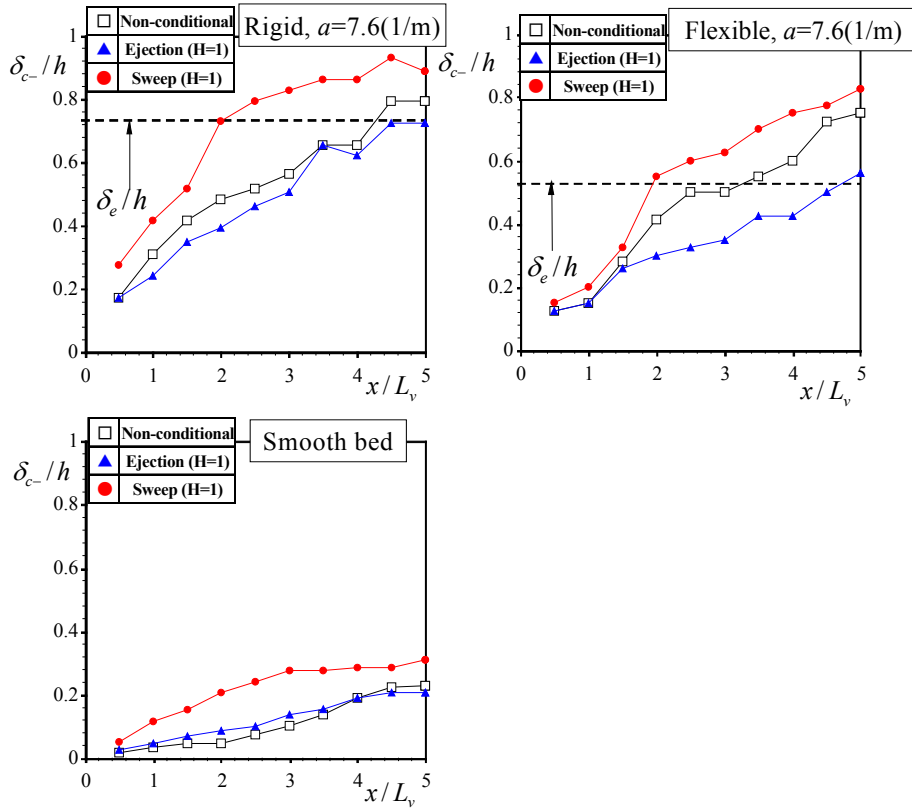


図-5.34 鉛直方向スカラーフラックスの浸透厚さの比較

の結果と対応しており、植生流れにおいて sweep の物質輸送への寄与が大きいことが評価できた。これらの結果は Raupach ら(1996)<sup>25)</sup>の植生流れの既往研究の知見と一致している。

Nepf&Vivoni(2000)<sup>20)</sup>はレイノルズ応力分布を用いて、運動量の浸透厚さ  $\delta_e$  を定義した(図-2.24)。すなわち植生内部でレイノルズ応力のピーク値の 10%となる高さを  $h_p$  とし、浸透厚さは  $\delta_e = 1 - h_p$  で計算される。図-5.33 から  $\overline{vc}$  も植生先端でピークをもつため、スカラーフラックスの浸透厚さ  $\delta_c$  も同様に定義できる。図-5.34 は鉛直方向物質輸送フラックス  $\overline{vc}$  ( $c > 0$ )の植生内部への浸透厚さ  $\delta_c$  を示す。図中には比較のため運動量の浸透厚さ  $\delta_e = 1 - h_p$  を併示している。 $\delta_c$  (Non-conditional)はノズル位置から離れると増加する傾向がみられ、 $x/L_0=4.0$ において運動量の浸透厚  $\delta_e$  と同程度の大きさをもつ。剛体植生流れと比較して柔軟植生や Smooth bed では  $\delta_c$  が小さいため、鉛直方向の拡散が小さい。Peralta ら(2008)<sup>26)</sup>は柔軟植生と比較して剛体植生では植生内部に流砂などがたまりやすいとしているが、これは本研究の結果と一致しており、注目される。Sweep 発生時には Non-conditional より  $\delta_c$  が大きく、スカラーフラックスの植生内部への浸透の大きくなるのがわかる。

##### (5) スペクトル解析

図-5.35 に  $\phi=0.061$  の剛体植生ケースの植生先端における濃度と鉛直流速のコヒーレンス  $Coh(f)$  およびフェイズ  $\theta(f)$  を示す。

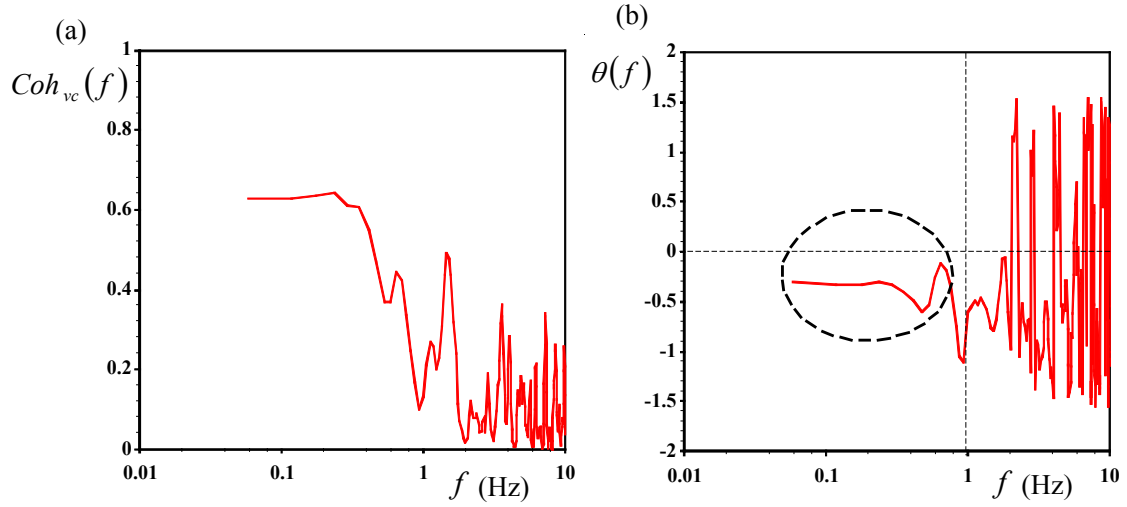


図-5.35 (a) 瞬間流速—濃度コヒーレンス  
(b) 瞬間流速—濃度のフェイズ

$$Coh^2_{xy}(f) = \frac{|S_{xy}(f)|^2}{S_{xx}(f)S_{yy}(f)} \quad (5.19)$$

$S_{xy}(f)$ は変動量  $x(t)$ と  $y(t)$ のクロススペクトル．低周波側 ( $f < 1\text{Hz}$ ) ではコヒーレンスは大きな値をもち、位相差はほぼゼロになる．このスケールの濃度と鉛直流速は遅れ時間ゼロで強い相関をもっている．これに対して、高周波側 ( $f > 1\text{Hz}$ ) ではコヒーレンスは小さな値となり、フェイズはほとんどランダムな値をもつ．このスケールの濃度と流速の相関はほとんどない．

すなわち、濃度と鉛直流速の相関は、その大部分が大きい長さスケールの渦によるものであり、小さな長さスケール以下の変動では、濃度と流速はほとんど相関をもたない．これらの結果は岡田ら(2001)<sup>28)</sup>の熱線プローブの実験結果と一致する．

## 5.8 結語

本研究では植生流れのスカラー輸送特性について考察した．植生流れを対象に染料実験を行い、LIF法を導入し濃度計測を行った．後半部ではLIF法とPIV法を併用し、瞬間濃度—流速を同時計測することで、濃度—流速相関特性について考察した．またスカラーフラックスを直接計算し、柔軟植生と剛体植生の物質輸送効率を比較検討した．

- 1) 時間平均濃度分布と半値幅から、Mixing-layer zoneに染料を注入したケースにおいて、

鉛直方向の濃度拡散が大きくなっているのが観察された。また、植生密度が増加するとこの傾向が顕著となることから、流速シアーそして大規模組織渦が濃度拡散に影響を持つことが示唆された。

- 2) Wake zoneから染料を注入したケースにおいて時間平均濃度のピーク値が流下方向にもっとも早く減衰する傾向が得られた。これにより、流下方向の移流に対する横断方向の濃度拡散が大きく、植生先端付近の大規模組織渦だけでなく植生要素のwakeによるカルマン渦が濃度拡散に影響を持つことが推測される。
- 3) 植生のないケースと比較することで、上記の特性が植生の存在によるものであることがわかった。さらに、植生密度が大きいケースの方が上記の特性が顕著となったことから、植生密度が濃度拡散の大小に影響を持つことがわかった。
- 4) 瞬間濃度一流速を同時計測することで、速度場とスカラー場の結合統計量の特性を明らかにした。剛体植生ケースでは柔軟植生より濃度一流速の相関値が大きいため、植生内部と外部の物質交換が活発に行われていることが示唆された。
- 5) 解析の精度を向上させるため高濃度分布のみを抽出する新たな条件付解析法を考案した。剛体植生ケースではスカラーフラックスの植生内部への浸透が大きくなっているため、植生内部への浮遊砂・栄養塩などのスカラー輸送が促進されると考えられる。

#### 参考文献

- 1) Chen, D. and Jirka, G.H. (1999) : LIF Study of Plane Jet Bounded in Shallow Water Layer, *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 125, Issue 8, pp.817-826.
- 2) Sakakibara J, Adrian RJ (1999): Whole field measurement of temperature in water using two-color laser induced fluorescence, *Experiments in Fluids* , Vol. 26(1-2), pp.7-15.
- 3) A. Borg, J. bolinder, L. Fuchs (2001) : Simultaneous velocity and concentration measurements in the near field of a turbulent low-pressure jet by digital particle image velocimetry-planer laser-induced fluorescence, *Experiments in Fluids*, Vol. 31, pp.140-152.
- 4) Crimaldi, J. P. and Koseff, J. R. (2001). High-resolution measurements of the spatial and temporal scalar structure of a turbulent plume, *Experiments in Fluids*, 31, 90-102.
- 5) Webster, D.R., Rahman, S., and Dasi, L.P. (2003) : Laser-Induced Fluorescence Measurements of a Turbulent Plume, *Journal of Engineering Mechanics*, Vol. 129, No.10.
- 6) Rahman, S., and Webster, D.R. (2005) : The effect of bed roughness on scalar fluctuations in turbulent boundary layers, *Experiments in Fluids*, Vol. 38, pp.372-384.
- 7) Jackson, J. L., Webster, D. R., Rahman, S., Weissburg, M. J. (2007): Bed-roughness effects on

- boundary-layer turbulence and consequences for odor-tracking behavior of blue crabs (*Callinectes sapidus*), *Limnology and Oceanography*, Vol.52(5), pp.1883-1897.
- 8) Crimaldi, J. P. (2008): Planar laser induced fluorescence in aqueous flows, *Experiments in Fluids*, Vol.44(6), pp.851-863
  - 9) Sakakibara J, Hishida K, Maeda M (1993): MEASUREMENTS OF THERMALLY STRATIFIED PIPE-FLOW USING IMAGE-PROCESSING TECHNIQUES, *Experiments in Fluids*, Vol.16(2), pp.82-96.
  - 10) 酒井康彦, 内田健児, 久保貴, 長田孝二 (2007) : 高シュミット数物質噴流拡散場における物質フラックスの統計的特性, 日本機械学会論文集, No.73-727, pp.720-728.
  - 11) E. A. Cowen, E.A., Chang, K.A., Liao, Q. (2001): A single-camera coupled PTV-LIF technique, *Experiments in Fluids*, Vol. 31, pp.63-73.
  - 12) Gao, W., Shaw, R.H, and Pawu, K.T., (1989) : Observation of Organized Structure in Turbulent Flow within and above a Forest canopy turbulence in and above Plant Canopies , *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 47, pp.349-377.
  - 13) Nepf, H. M., Sullivan, J.A. and Zavistroski, R.A. (1997): A model for diffusion within an emergent plant canopy, *Limnol. Oceanogr.*, Vol.42(8): pp.85-95
  - 14) Nepf, H. M. (1999). Drag, Turbulence, and Diffusion in Flow through Emergent Vegetation, *Water Resources Research*, 35: 479-489.
  - 15) Ghisalberti, M. and Nepf, H.M. (2005) : Mass Transport in Vegetated Shear Flows , *Environmental Fluid Mechanics.*, Vol. 5, pp.527-551.
  - 16) Reidenbach, M.A., Koseff, J.R, and Monismith, S.G. (2007): Laboratory experiments of fine-scale mixing and mass transport within a coral canopy, *Physics of Fluids*, Vol.19, 075107.
  - 17) Tanino, Y. and Nepf, H. (2008): Lateral dispersion in random cylinder arrays at high Reynolds number, *J. Fluid Mech.*, Vol. 600, pp.339-371.
  - 18) Nezu, I., and Sanjou, M. (2008) : Turbulence structure and coherent motion in vegetated canopy open-channel flows, *J. of Hydro-environment Research*, Vol.2, pp.62-90.
  - 19) Nepf, H.M. and Vivoni, E.R. (2000) : Flow structure in depth-limited, vegetated flow, *Journal of Geophysical Research*, Vol.105/No.C12, pp.28, 547-557.
  - 20) PIV ハンドブック, 可視化情報学会編, 2002
  - 21) Nepf, H.M., and Ghisalberti, M. (2008): Flow and transport in channels with submerged vegetation, *Acta Geophysica*, Vol.56, No.3, pp.753-777.
  - 22) Poggi, D., and Porpotato, A., and Ridolfi, L. (2004) : The Effect of Vegetation Density on Canopy Sub-layer Turbulence, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 111, pp.565-587.
  - 23) Raupach, M. R., Finnigan, J.J. and Brunet, Y (1996): Coherent Eddies and Turbulence in Vegetation Canopies: The Mixing-Layer Analogy, *Boundary-Layer Meteorology.*, Vol.78, pp.351-382.

- 24) Okamoto, T. and Nezu, I. (2009). Turbulence structure and “Monami” phenomena in flexible vegetated open-channel flows, *J. of Hydraulic Res.*, Vol.47, pp.798-810
- 25) Ghisalberti, M., Nepf, H. (2006). The structure of the shear layer in flows over rigid and flexible canopies, *Environ. Fluid Mech.*, 6, 277-301.
- 26) Peralta, G., van Duren, L.A., Morris, E.P., and Bouma, T.J. (2008): Consequences of shoot density and stiffness for ecosystem engineering by benthic macrophytes in flow dominated areas: a hydrodynamic flume study, *Marine Ecology Progress Series*, Vol.368, pp.103-115.
- 27) 岡田吉弘, 酒井康彦, 小林紀久 (2001): 軸対称乱流噴流中の速度・スカラー相関の構造, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 67(664), pp. 173・180.

## 第 6 章

### 植生流れの 3 次元構造の **LES** 計算

## 6 章に関連のある論文リスト

### <英文>

1. Okamoto, T., Sanjou, M. and Nezu, I. : 3-D velocity profiles and coherent structure in vegetated open-channel flows by using LES, *Proc. of 5<sup>th</sup> international symposium of environmental hydraulics*, Arizona, CD-ROM , 2007.
2. Okamoto, T., Sanjou, M. and Nezu, I.: Large eddy simulation of shallow flows with submerged vegetations, *Proc. of 2<sup>nd</sup> International Symposium on Shallow flows*, Hong Kong, paper A0063, 2008.
3. Okamoto, T. and Nezu, I: Large Eddy Simulation of Turbulent Diffusion in Submerged Vegetated Open-Channel Flow, *Proc. of 33-rd IAHR Congress, Vancouver* (6 pages on CD-ROM), 2009
4. Okamoto, T. and Nezu, I: Numerical simulation of coherent structure in submerged vegetated open channel flows, *Proc. of IAHR-APD Congress, Auckland* (6 pages on CD-ROM), 2010

### <和文>

5. 山上路生・岡本隆明・瀬津家久：開水路植生流れにおける組織渦の LES 解析，水工学論文集，土木学会，Vol.51, p.637-642, 2007.



## 6.1 概説

植生流れは複雑な3次元構造をもち、実験的手法だけで乱流構造を解明することは難しい。一方で高精度な乱流シミュレーションを導入すればこの点を克服できる可能性がある。

数値解析によるアプローチも数多くみられる。古くは Bulke & Stlzenbach(1983)<sup>1)</sup>による  $k-\varepsilon$  モデルの計算がある。彼らの計算値は実験結果と比較したが、植生の抗力係数については十分な考察を行っておらず、いくつかの検討課題を残すものであった。

大気植生流れでは、Shaw & Schumann(1992)<sup>2)</sup>は、抗力係数および植生密度は一定として植生を透過性粗度として扱った Large Eddy Simulation (LES)計算を行い、レイノルズ応力分布やスキューネス分布を野外実験の結果と比較し、良好な一致を得た。Dwyer ら(1997)<sup>3)</sup>は大気植生流れを対象に植生層内外の乱れエネルギー(TKE)収支を LES により予測し、植生要素がエネルギー輸送や圧力変動に及ぼす影響を計算した。Watanabe (2004)<sup>4)</sup>は三次元 LES によって植生場の乱流構造を再現し、組織的運動の ramp 構造によってスカラー輸送が時間変化されるのを観察した。Fitzmaurice ら (2004)<sup>5)</sup>は LES を用いて大気植生流れを数値計算し、現地計測で得られなかったスカラー輸送の3次元構造について言及している。

一方、河川植生流れの研究では清水・辻本ら(1992)<sup>6)</sup>は空間平均したレイノルズ方程式を用いて非植生域から植生域への空間遷移過程に注目して、計算結果と実験結果を比較した。神田ら(1993)<sup>7)</sup>は剛体植生流れを LES 解析し、植生先端部でせん断不安定性によって大規模組織渦が発生することを示した。灘岡・八木(1998)<sup>8)</sup>は深さ方向に積分した平面2次元浅水乱流(SDS-2DH)モデルを用いて数値計算し、植生境界部で発生する大規模水平渦を再現した。Fischer-Antze ら(2001)<sup>9)</sup>は2-方程式  $k-\varepsilon$  モデルを用いて水路片側に植生帯を有する片側植生流れを数値解析した。流れ構造の3次元構造を調べ、植生密度との関係を明らかにした。

Lopes & Garcia(2001)<sup>10)</sup>は  $k-\varepsilon$  モデルと  $k-\omega$  モデルを用いて全水没植生流れを数値解析した。乱流運動エネルギーの空間変動を無視し瞬間的な変動にフィットさせて、抗力係数を過小評価することで平均流と乱れ強度が再現できることを示した。湯城・岡部ら(2001)<sup>11)</sup>は一次元  $k-\varepsilon$  モデルをベースにした数値解析を行い、dispersive flux をレイノルズ応力から分離して評価すれば計算精度が向上することを報告した。Xiaohui & Li(2002)<sup>12)</sup>は LES を用いて片側植生流れを数値計算した。水面変動や植生境界部で発生する大規模水平渦の周期を実験結果と比較して良好な一致を得た。Bentham & Britter (2003)<sup>13)</sup>は既往の実験データを用いて植生内部と外部の物質交換率を予測するモデルを構築した。

Choi & Kang (2004)<sup>14)</sup>は3種類の乱流モデルを用いて半水没および水没条件の植生開水路流れを計算して、応力方程式モデル(RSM)を用いた結果の非水没植生開水路流れの再現精度が良好であることを示した。最近では Choi & Kang (2005)<sup>15)</sup>は RSM を用いて片側植生流れの3次元数値解析を行い、Nezu & Onisuka(2001)<sup>16)</sup>の計測データと比較して主流速の水平面分布において流速の落ち込み現象を再現した。Defina & Bixio (2005)<sup>17)</sup>は  $k-\varepsilon$  モデルを用いて植生流れを数値計算し、レイノルズ応力の植生内部への浸透が植生密度によって変化することを報告している。

Hinterberger ら (2007)<sup>18)</sup>は3次元 LES を用いてワンド流れを数値計算し、大規模組織渦がワンド内部と外部の物質交換を促進することを解明した。最近では Cui & Neary (2008)<sup>19)</sup>が全水没植生流れの3次元構造に着目して LES 解析し、sweep が植生内部において支配的であることや植生先端部に大規模組織渦が形成されることを報告している。Awad ら(2009)<sup>20)</sup>は水平方向の混合プロセスを LES 解析した。彼らは Smagorinsky モデルでは底面摩擦の乱れエネルギーへの影響を再現できないため、混合距離が格子フィルター幅に依存しない two-length scale モデルを考案した。two-length scale モデルでは実験値を良好に再現できるとしている。

このように植生流れの数値解析に関する研究は国内外で数多く行われてきたが、植生の影響を抗力項でモデル化しており、植生要素を計算グリッド内に厳密に再現しているものは少ない。また植生要素が流れ場の瞬間構造におよぼす影響に関する数値解析もほとんど試みられていない。そこで本研究ではかぶり水深を系統的に変化させて植生キャノピー流れを対象にした LES 計算を行う。特に前半部では基本統計量を中心に既往の実験データと比較・検証する。さらに後半部では実験的研究でも不明な点が多く残されている植生流れの3次元組織乱流渦の挙動や物質輸送構造について数値流体力学的に考察する。

## 6.2 基礎方程式と計算方法

### (1) 流れ場と計算領域

図-6.1 に本研究で扱う植生流れ場と座標系を示す。植生内部を含めた全水深領域を計算対象にした。 $H$ は全水深、 $h$ は植生高さである。植生モデルは高さ 50mm、幅 8mm、厚さ 1mm の短冊状の剛体植生で水流による変形は考えないものとする。図-6.1 のように計算領域の水路底面に植生モデルを正方格子状に配置した。 $B_y$ 、 $L_y$ はそれぞれ横断方向、流下方向の植生配置間隔である。本研究では植生要素が位置する流下領域を wake 領域、植生要素間の流下領域を non-wake 領域と呼び区別する。 $x, y$ および $z$ はそれぞれ流下方向、鉛直方向および横断方向の座標軸である。 $\tilde{u}$ 、 $\tilde{v}$ および $\tilde{w}$ は各方向における瞬間流速成分、 $U, V$ および $W$ はそれぞれの時間平均流速、 $u, v$ および $w$ はそれぞれ瞬間流速の時間平均流速からの偏差すなわち乱れ成分を示す。同様に染料の時間平均濃度を  $C$ 、その偏差を  $c$  とする。

図-6.2 に横断面( $y$ - $z$  平面)の計算グリッドを示す。計算グリッドは不等間隔であり、水路底面付近と植生要素近傍を細かく設定した。また植生要素表面に non-slip 条件を与えることで植生要素を計算領域内に厳密に再現した。ここで  $H/h=3.0$  のケースの計算領域の全格子数は流下方向に 140、鉛直方向に 36、横断方向に 96 である。壁面および自由水面境界には流速の3成分とも No-Slip 条件を与え、組織渦を発達させるために流下方向及び横断方向に周期境界条件を与えた。

計算グリッドは不等間隔であり、植生要素近傍を細かく設定した。また植生要素表面に non-slip 条件を与えることで植生要素を計算領域内に再現した。本研究では植生流れにおける組織乱流構造の再現を目指すために LES を適用する。

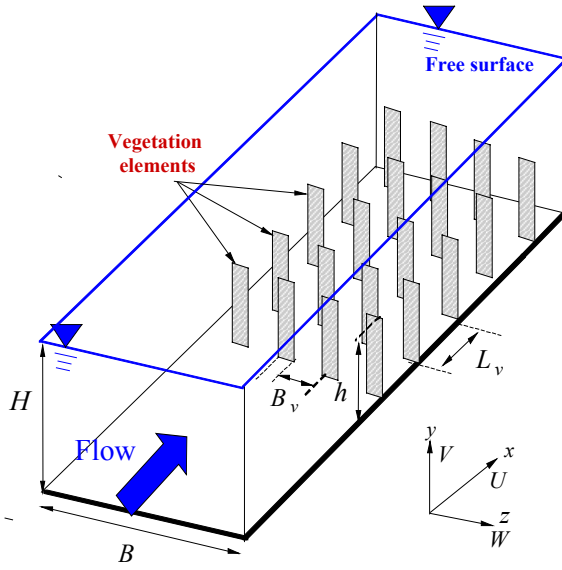


図-6.1 計算領域

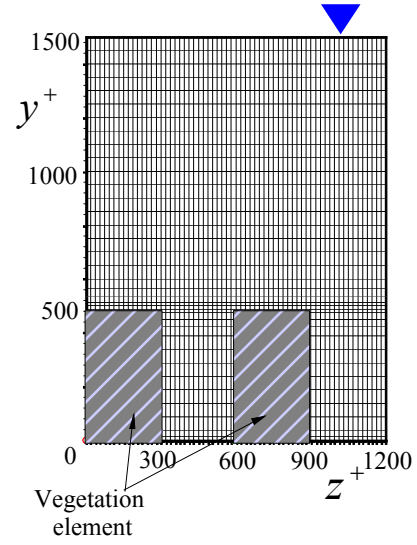


図-6.2 計算メッシュ

表-6.1 に水理条件を示す．本研究の計算ケースは Nezu & Sanjou (2008)<sup>20)</sup> が植生開水路流れを乱流計測した水理条件に合わせた．植生密度効果を調べるために，植生密度を 3 通りに変化させている． $\lambda = 0.39$  のケースについて非水没植生から全水没植生までかぶり水深  $H/h$  を系統変化させ ( $H/h = 1.0, 1.25, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0$ )，計 6 ケースの数値計算を行った．断面平均流速  $U_m = 12.0(\text{cm/s})$  で一定である．

## (2) 基礎方程式

本研究では植生流れの瞬間組織構造の再現を試みるために LES を適用する．LES ではフィルターをかけた連続式と運動方程式は次のようになる．

(連続式)

$$\frac{\partial \langle \tilde{u}_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (i = 1, 2, 3) \quad (6.1)$$

(運動方程式)

$$\frac{\partial \langle \tilde{u}_i \rangle}{\partial t} + \langle \tilde{u}_i \rangle \frac{\partial \langle \tilde{u}_i \rangle}{\partial x_j} = F_i - \frac{\partial \langle \tilde{p} \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} (-\tau_{ij} + 2\nu \langle D_{ij} \rangle) \quad (6.2)$$

ここで， $\langle \rangle$  はフィルター操作を示す． $F_i$  は外力項， $p$  は圧力， $D_{ij}$  は歪速度テンソル， $\tau_{ij}$  はSGS応力で

$$D_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (6.3)$$

表-6.1 計算条件

Case	$\lambda = ah$	$L_y$ (cm)	$B_y$ (cm)	$H$ (cm)	$h$ (cm)	$H/h$	$U_m$ (cm)	Fr	Re
A-10	1.56	1.6	1.6	15.0	5.0	3.0	12.0	0.10	18000
B-10	0.78	1.6	3.2	15.0	5.0	3.0	12.0	0.10	18000
C-10	0.39	3.2	3.2	15.0	5.0	3.0	12.0	0.10	18000
C-20	0.39	3.2	3.2	5.0	5.0	1.0	10.0	0.14	5000
C-21	0.39	3.2	3.2	6.3	5.0	1.3	10.0	0.13	6300
C-22	0.39	3.2	3.2	7.5	5.0	1.5	10.0	0.12	7500
C-23	0.39	3.2	3.2	10.0	5.0	2.0	10.0	0.10	10000
C-24	0.39	3.2	3.2	12.5	5.0	2.5	10.0	0.09	12500
C-25	0.39	3.2	3.2	15.0	5.0	3.0	10.0	0.08	15000
C-26	0.39	3.2	3.2	20.0	5.0	4.0	10.0	0.07	20000

$$\tau_{ij} = -2\nu_{SGS}D_{ij} \quad (6.4)$$

と定義される． $\nu_{SGS}$  はSGS渦粘性係数で

$$\nu_{SGS} = (C_s f_s \Delta)^2 D_{ij} \quad (6.5)$$

$$\Delta = \sqrt[3]{\Delta_x \Delta_y \Delta_z} \quad (6.6)$$

$\Delta$ はフィルター幅． $\tau_{ij}$ は本研究では Smagorinsky 定数  $C_s$  を時間的，空間的に一定とした標準 Smagorinsky モデルで計算した．すなわち  $C_s=0.15$  である．また  $f_s$  は van Driest の壁面減衰関数であり，以下のとおり定義される．

$$f_s = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right), \quad y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu}, \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (6.7)$$

底面や植生表面近傍では減衰関数をかけて小さく与えた．上述の基礎式と圧力のポアソン方程式を MAC 解法で収束計算し，瞬間流速分布を算出した．移流項スキームは3次精度風上差分，時間微分項には2次精度 Adams-Bashforth 法を用いた．

また本研究では植生流れの物質輸送メカニズムを数値計算するために境界条件として植生先端( $y/h=1.0$ )に一定濃度分布  $C_0$  を与えている．Hinterberger ら(2007)<sup>17)</sup>と同様に以下の拡散方程式を解くことで瞬間濃度分布を計算した．

(拡散方程式)

$$\frac{\partial \langle \tilde{c} \rangle}{\partial t} + \langle \tilde{u}_i \rangle \frac{\partial \langle \tilde{c} \rangle}{\partial x_j} = (D + D_t) \frac{\partial^2 \langle \tilde{c} \rangle}{\partial x_j \partial x_j} \quad (6.8)$$

$D$ は分子拡散係数， $D_t$ は乱流拡散係数である．乱流シュミット数  $S_{c_t} = \nu_t / D_t$  は1.0で一定とした．

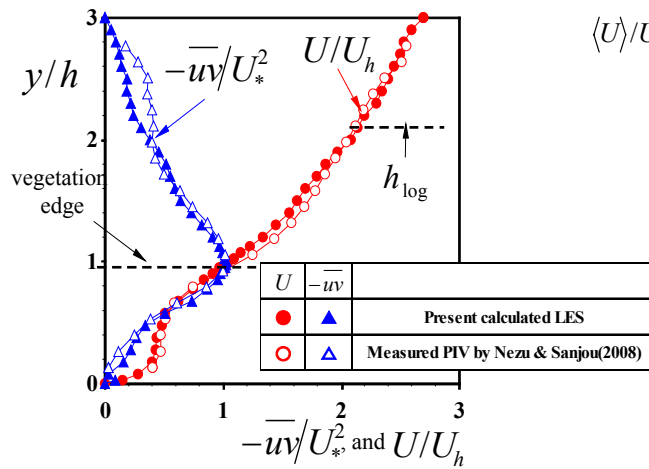


図-6.3 主流速とレイノルズ応力分布  
の計算値と実験値の比較

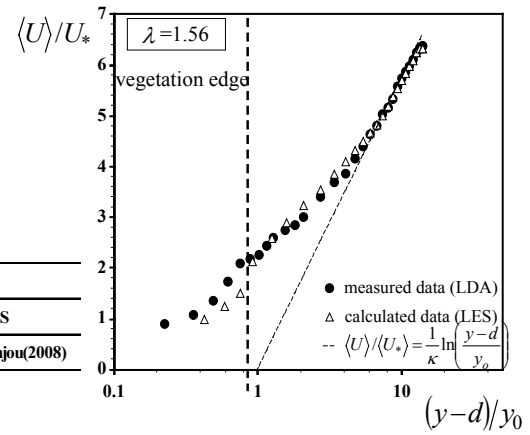


図-6.4 対数則との比較

### 6.3 植生流れの基本統計量

#### (1) 主流速分布の比較

まず計算結果を LDA による計測結果と比較して本シミュレーションの精度検証を行う．図-6.3 に平面平均した主流速分布  $\langle U \rangle$  とレイノルズ応力分布  $-\langle \overline{uv} \rangle / U_*^2$  の鉛直分布を  $\lambda = 1.56$  について実験値と比較した． $\langle U \rangle$  の値は植生先端 ( $y = h$ ) における主流速の平面平均値  $\langle U_h \rangle$  で無次元化した． $\langle U \rangle$  の計算結果は実験結果と同様に植生先端付近で変曲点をもち、植生内部で流速分布が低減しほぼ一定値をとる．レイノルズ応力分布  $-\langle \overline{uv} \rangle / U_*^2$  は植生先端部でピークをもち、植生内部と水面に向かって減少している．これらの結果から  $\langle U \rangle$  と  $-\langle \overline{uv} \rangle / U_*^2$  の計算値は実験値の分布形と良好に一致している．水面付近で  $-\langle \overline{uv} \rangle / U_*^2$  の実験値と計算のずれがみとめられるが流速シアーによる組織せん断渦を再現する上での影響は小さいと考えられるため、本計算モデルによって、以下の現象考察を進めていく．

既往研究<sup>20)</sup>によって植生層外 ( $y/h > 1$ ) では植生層内 ( $y/h < 1$ ) に比べて植生素素の影響が小さいために粗面对数則が成立することが知られている．粗面对数則を再記しておく．

$$\langle U \rangle / \langle U_* \rangle = \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{y-d}{y_o} \right) \quad (6.9)$$

ここで  $\kappa$  はカルマン定数で本研究では開水路流れの標準値 0.412 を用いた．摩擦速度  $U_*$  は植生先端付近のレイノルズ応力のピーク値から算定した． $d$  および  $y_o$  はそれぞれ原点移動量および粗度長さである．図-6.4 に主流速の鉛直分布と式(6.9)の粗面对数則分布を比較したものを示す．植生内部から植生先端付近にかけては式(6.9)が成立しないが、植生外部領域

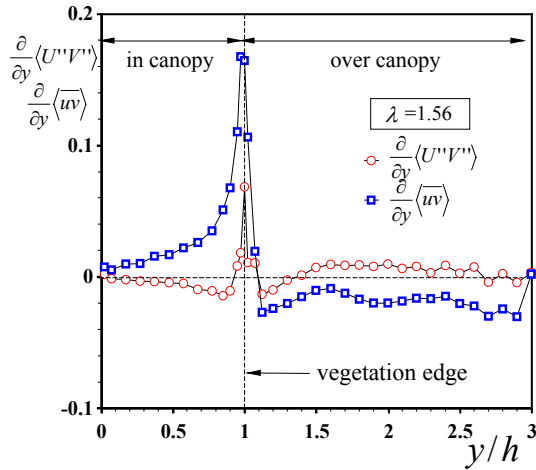


図-6.5 運動方程式における Dispersive 項  
とレイノルズ応力項の比較

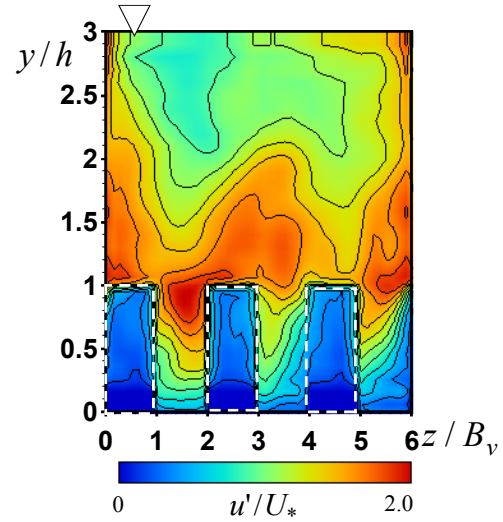


図-6.6 乱れ強度の横断分布

において対数則分布に従っている。

## (2) 植生による流速分散効果の検討

2章で示したように植生流れは植生抵抗により流れが空間的に不均一となる．本節では植生の分散効果 (Dispersive 効果) について考察する．Raupach & Thom(1981)<sup>21)</sup>は運動方程式を水平面で空間平均して，定常および鉛直 2 次元流れに対して次式を導いた．

$$\frac{\partial}{\partial y} \langle U''V'' \rangle + \frac{\partial}{\partial y} \langle \overline{uv} \rangle = g \sin \theta - \frac{1}{\rho} \left\langle \frac{\partial P''}{\partial x} \right\rangle + \nu \langle \nabla^2 U'' \rangle \quad (6.10)$$

左辺第 1 項は空間平均によって現れた Dispersive 項である．右辺はそれぞれ重力項，圧力勾配項および粘性項である．図-6.5 は  $\lambda = 1.56$  の Dispersive 項およびレイノルズ応力項の鉛直分布の計算値を比較したものである．Dispersive 項およびレイノルズ応力項ともに植生先端 ( $y/h = 1$ ) でピークをもつ．また植生先端における Dispersive 項のピーク値はレイノルズ応力項の 50%ほどの大きさを持ち流体力を評価する上では無視できないが，底面近傍や植生外部ではレイノルズ応力項の数パーセントほどで無視できるといえる．

次に植生流れの乱れの 3 次元構造について考察する．図-6.6 に  $\lambda = 1.56$  のケースの流下方向位置  $x/L_v = 10$  における乱れ強度  $u'$  の横断面コンターを示す．植生先端付近で乱れ強度  $u'$  は大きくなっている．また植生層内部領域では non-wake 面で  $u'$  が大きくなり，乱れが植生内部に輸送されている．これに対して，wake 面では植生によって底面への乱れ輸送が遮蔽されているのがわかる．

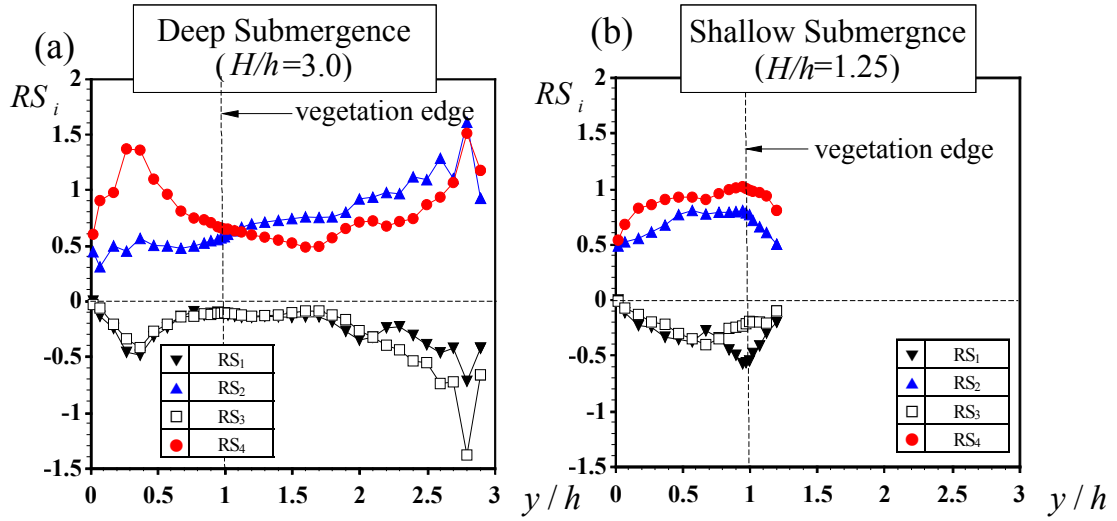


図-6.7 レイノルズ応力の4象限区分解析

### (3) レイノルズ応力の4象限区分解析

図-6.3 からかぶり水深が大きくなると植生先端付近で組織渦が発生し、植生層外部の高速流と植生内部の低速流の運動量が交換されることが推測される。これを定量評価するためにレイノルズ応力の4象限区分解析<sup>22)</sup>を行った。

$$RS_i = (\overline{uv})^{-1} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(t)v(t)I_i(t)dt \quad (i=1,2,3,4) \quad (6.11)$$

- $i=1 \quad (u > 0, v > 0) \quad :$  Outward interaction
- $i=2 \quad (u < 0, v > 0) \quad :$  Ejection
- $i=3 \quad (u < 0, v < 0) \quad :$  Inward interaction
- $i=4 \quad (u > 0, v < 0) \quad :$  Sweep

ここで重要なことは、Ejection によって低速流体が浮上し、Sweep によって高速流体が下降することである。図-6.7 は  $H/h=3.0$  と  $H/h=1.25$  のケースについて条件付レイノルズ応力  $RS_i$  の鉛直分布を示したものである。本結果よりかぶり水深の大きなケース( $H/h=3.0$ )では植生層外部( $y/h > 1.2$ )では  $RS_4 < RS_2$  で ejection が卓越し、境界層流れと同様の特性をもつ。一方、植生層内部では  $RS_4 > RS_2$  で sweep が卓越している。これらは開水路植生流れに特有の乱流構造で、Poggi ら(2004)<sup>22)</sup>や Nezu & Sanjou (2008)<sup>20)</sup>の実験結果と一致している。またかぶり水深の大きなケースの方が植生内部で sweep が大きくなっているため、sweep によって植生内部に運動量が輸送されているのがわかる。

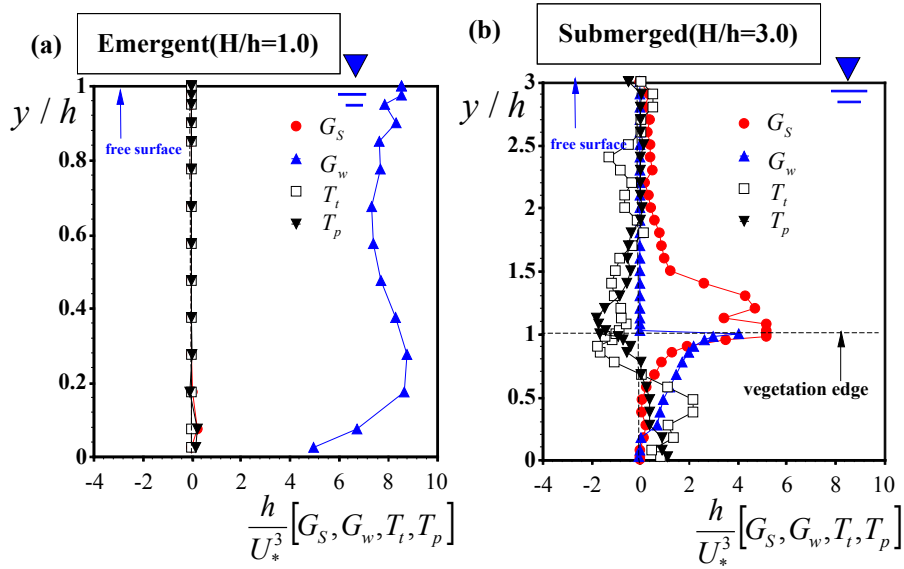


図-6.8 乱れエネルギー方程式の収支

#### (4) 乱れエネルギー方程式 (TKE) の収支

次に、乱れエネルギー  $k$  の生成へのかぶり水深効果を乱れエネルギーの輸送方程式(TKE)の収支バランスから考察する. Raupach ら(1996)<sup>23)</sup>が説明しているように、TKE 方程式を再記しておく.

$$\frac{\partial k}{\partial t} = G_s + G_w + T_t + T_p - \varepsilon \quad (6.12)$$

ここで  $G_s$  は流速シアによる乱れの生成項(shear generation),  $G_w$  は流速成分の分散効果による生成項(wake-production),  $T_t$  は乱れ拡散項,  $T_p$  は圧力拡散項である. shear generation  $G_s$  は以下のように表される.

$$G_s = -uv \frac{\partial U}{\partial y} \quad (6.13)$$

本研究ではwakeによる乱れの生成項  $G_w$  はNepf & Vivoni (2000)<sup>2)</sup>やNezu & Sanjou (2008)<sup>6)</sup>と同様に植生の抗力が流れに対してした仕事として評価する.

$$G_w = \frac{1}{2} C_D a U^3 \quad (6.14)$$

ここで  $C_D$  は抗力係数である. 図-6.8 は非水没植生( $H/h=1.0$ )と全水没植生( $H/h=3.0$ )のケースの乱れエネルギー方程式(TKE)収支を示したものである. 非水没植生のケース( $H/h=1.0$ )では乱れの生成は  $G_s$  が無視できるほど小さく,  $G_w$  が支配的となっている. エネルギー輸送項  $T_t$  や  $T_p$  は小さく鉛直方向の輸送はほとんどない. これに対し全水没植生のケース( $H/h=3.0$ )で



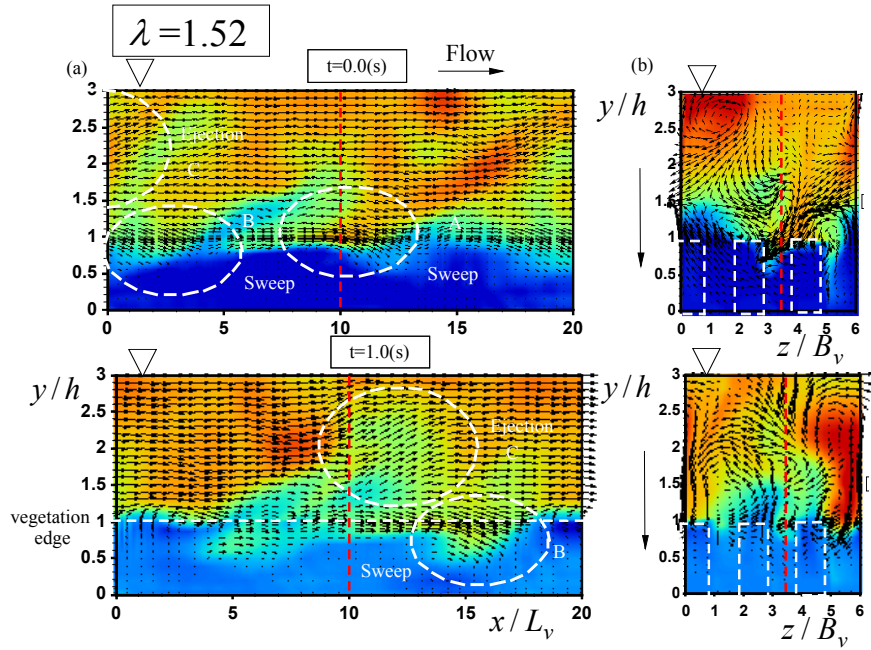


図-6.9 瞬間流速ベクトル分布 (a)  $x$ - $y$  縦断面, (b)  $y$ - $z$  横断面

は  $G_s$  が植生先端付近でピークをもち、レイノルズ応力が植生先端でピークをもつことに対応する。植生内部では  $G_w$  は  $G_s$  に対して無視できないほどの大きさをもつ。エネルギー輸送項  $T_t$  や  $T_p$  は植生先端付近において負値をとり植生内部で正值をとる。これは図-6.7 で考察したように強い sweep によって植生先端部で発生した乱れエネルギーが植生内部に輸送されることを示している。本計算結果は Dwyer ら(1997)<sup>3)</sup>や Cui & Neary (2008)<sup>18)</sup>のものと一致する。特に実験的研究では圧力の直接計測が困難であるため、LES モデルによって圧力拡散項  $T_p$  の挙動を評価できた点は興味深い。

##### (5) 瞬間流速ベクトル

図-6.9 左図は植生層外 ( $y/h > 1$ ) と層内 ( $y/h < 1$ ) における運動量の交換が活発と思われる  $\lambda = 1.56$  のケースの non-wake 面における瞬間変位ベクトル分布 ( $\hat{u} - \hat{v}$ ) を時系列表示したものである。カラーコンターは瞬間主流速  $\hat{u}$  の分布である。  $t = 0.0$  (s) において植生先端付近を中心に高速流の下降ベクトルである sweep (図中 A, B) が発生している。  $t = 1.0$  (s) では sweep (B) が時間とともに流下方向に輸送され、上流側に低速流の上昇ベクトルである ejection (図中 C) が発生している。 ejection (C) は植生層外の  $y/h = 1.5 \sim 2.0$  付近まで影響が及んでいるのがわかる。このことから ejection と sweep が交互発生しているがわかるが、これは他時刻の瞬間ベクトルにおいても観察され、Finnigan(2000)<sup>24)</sup>もこの特性を実験的に報告している。すなわち本計算結果も植生開水路流れにおける植生外部の高速流が sweep によって植生内部へ輸送され、その後植生内部の低速流が ejection により植生外部へ浮上しているような組織変動サイクルを定性的に再現できたといえる。これは Nezu & Sanjou (2008)<sup>20)</sup>の PIV 実験結

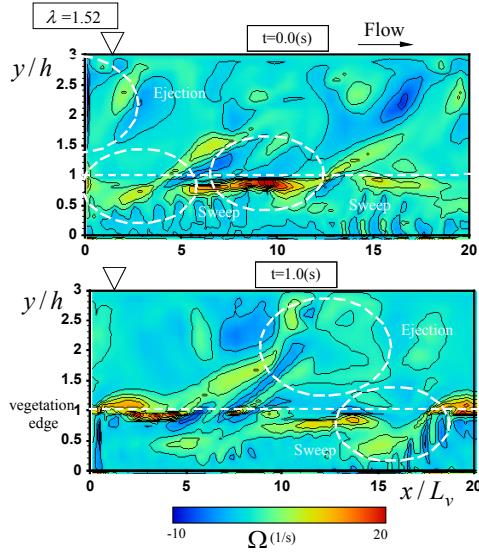


図-6.10 瞬間渦度分布

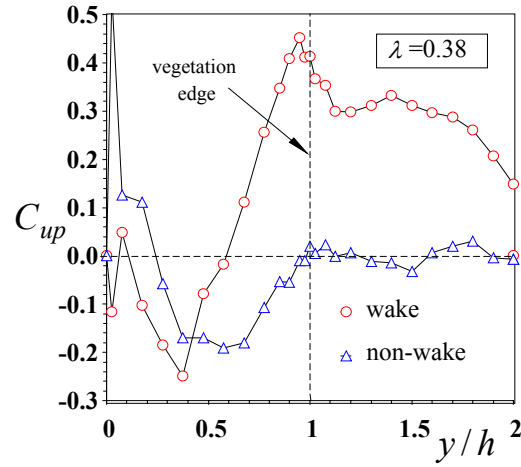


図-6.11 流速と圧力の相関

果とよく一致している。

図-6.9 右図は左図の流下方向位置  $x/L_v = 10$  における瞬間ベクトルの横断分布を示したものである。植生層外領域では ejection によって低速流が上昇し、特に non-wake 面で sweep によって高速流が下降している。同時に大規模な瞬間横断流速が発生しており、sweep や ejection は 3 次元的な流速変動を伴うことがわかる。

図-6.10 は  $\lambda = 0.38$  および  $1.56$  の non-wake 領域における瞬間渦度分布の一例を時系列表示した。渦度は式(6.15)で定義した。

$$\Omega = \partial \hat{u} / \partial y - \partial \hat{v} / \partial x \quad (6.15)$$

両ケースとも植生先端付近 ( $y/h = 1$ ) において局所的に正值の大きな分布がみられ、時間とともに流下方向に移流されているのが観察される(図中 a, c)。これは主流速の鉛直方向分布  $U(y)$  が変曲点をもつことに起因するせん断不安定な組織渦である。 $\lambda = 1.56$  では  $t = 0.5$  (s) において上流側に渦が生成されている(図中 b)。 $\lambda = 0.38$  のケースでは  $t = 1.0$  (s) において植生内部に渦が入り込んでいるのがみられる。また ejection によって植生層外 ( $y/h > 1$ ) に輸送される渦も観察されるがこの渦構造は流速シア ( $\partial U / \partial y$ ) の減少によって時間とともに拡散されていくものと思われる(図中 d)。

## (6) 流速—圧力相関解析

実験では計測が困難な流速と圧力の相関特性を  $\lambda = 0.38$  のケースを中心に数値的に考察する。図-6.11 は水路センターラインに付近の wake 領域の中心ラインと non-wake 領域の中心ラインにおける速度と圧力の相関係数  $C_{up}$  を鉛直方向にプロットしたものである。流下方向の位置は植生要素間の中間とした。相関係数  $C_{up}$  は次式で定義される。

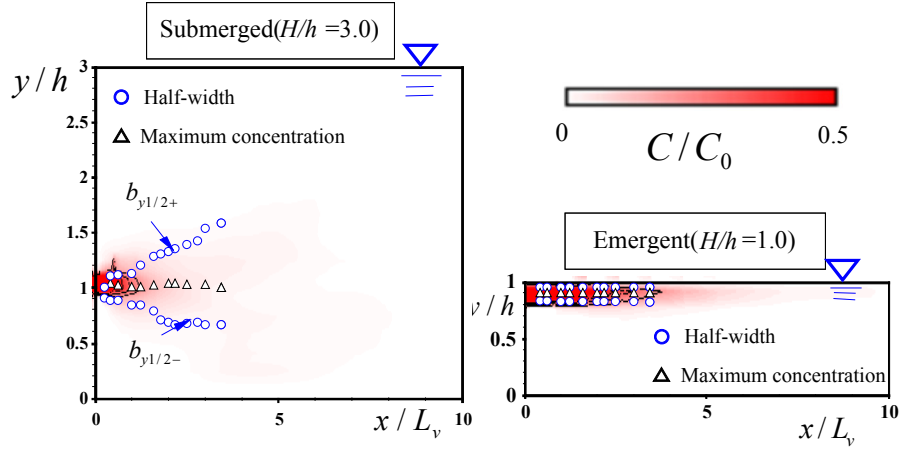


図-6.12 時間平均濃度コンター

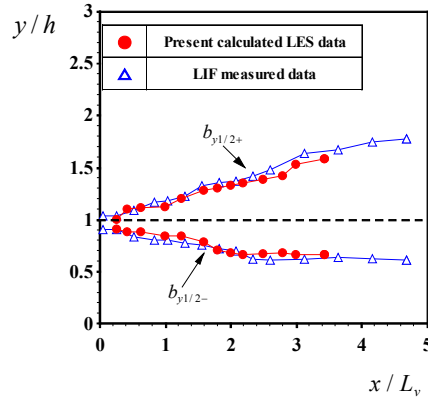


図-6.13 濃度分布の半値幅の実験値と計算値の比較

$$C_{up} = \frac{\overline{u(x,y,z)p(x,y,z)}}{\overline{u'(x,y,z)p'(x,y,z)}} \quad (6.16)$$

ここで  $p' \equiv \sqrt{p'^2}$  は圧力の r.m.s 値である．wake 領域では植生先端で正のピークをもつが，このことは，瞬間的な高速流による瞬間的な圧力増加および低速流による圧力減少を意味している．non-wake 領域では植生外部では相関はほぼゼロとなり，圧力と流速の連動性は比較的小さいことが予想される．今後，植生密度をさらに変化させてその影響を調べるとともに植生要素に生じる抗力特性との関連性なども含めた詳細な圧力変動メカニズムを明らかにしたい．

## 6.4 植生流れの濃度統計量

### (1) 時間平均濃度特性

以下では，本 LES 計算モデルを用いて植生流れの物質輸送について考察する．図-6.12 は全水没植生 ( $H/h=3.0$ ) と非水没植生 ( $H/h=1.0$ ) のケースにおける  $x$ - $y$  縦断面の時間平均濃度

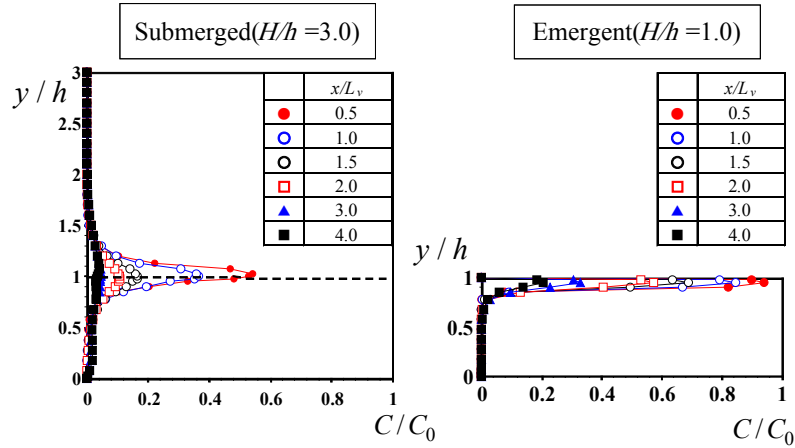


図-6.14 時間平均濃度鉛直分布

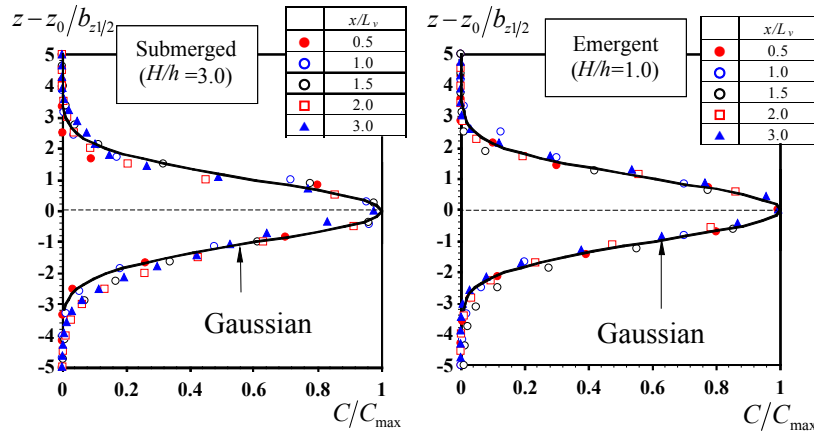


図-6.15 時間平均濃度横断分布とガウス分布の比較

分布  $C$  のコンターである。値は注入濃度  $C_0$  で無次元している。図中には濃度分布の上下方向の半値幅  $b_{y1/2+}$ 、 $b_{y1/2-}$  と濃度のピーク位置  $C_{\max}(x)$  の軌跡を併示した。  $H/h=3.0$  では半値幅  $b_{y1/2+}$ 、 $b_{y1/2-}$  が投入位置からの流下方向距離に比例して直線的に増加しており、注目される。これは全水没植生では植生先端部でせん断層が発達し、植生外部と植生内部への染料輸送を促進するためである。これに対して非水没植生 ( $H/h=1.0$ ) では鉛直方向の流速シアが小さく、結果として鉛直方向の乱流拡散はほとんど無視できるため、半値幅の  $b_{y1/2+}$ 、 $b_{y1/2-}$  値が小さくなっているのが観察される。図-6.13 には本 LES 計算と LIF 実験から得られた濃度分布の半値幅  $b_{y1/2+}$ 、 $b_{y1/2-}$  を比較した。LES 計算と LIF 実験結果は良好に一致している。これらの特性は既往の植生流れの研究<sup>25)</sup>によって得られている知見と一致し、本 LES モデルの妥当性が再確認される。

図-6.14 には  $H/h=3.0$  と  $H/h=1.0$  のケースにおける時間平均濃度  $C$  の鉛直分布を比較した。鉛直分布  $C$  のピーク値  $C_{\max}(x)$  は注入高さである植生先端で現れ、流下方向に離れるにつれてピーク値が減衰している。これは Webster ら (2003)<sup>26)</sup> の LIF 実験結果と一致する。また

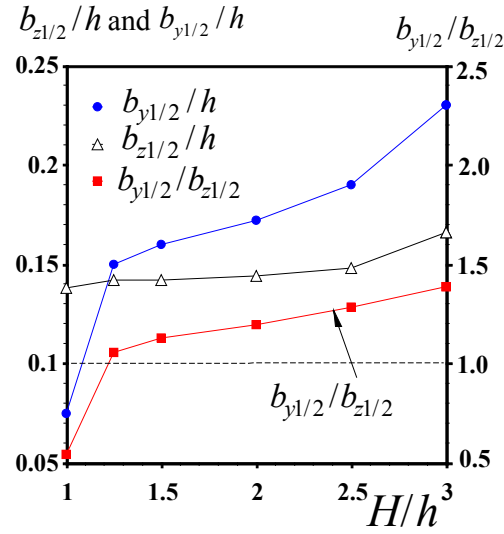


図-6.16 横断方向と鉛直方向の半値幅の比較

$H/h=3.0$  のケースでは  $H/h=1.0$  の非水没植生ケースよりも  $C_{\max}(x)$  が大きく減衰しているのが確認できる．これはかぶり水深の大きなケースではせん断層の影響(後述する組織渦の寄与)で鉛直方向の乱流拡散が大きくなるためで，図-6.12 の結果と一致する．

Webster ら (2003)<sup>26)</sup>は滑面開水路流れを対象にLIF計測を行い，時間平均濃度の横断分布がGauss分布に従うことを示した．そこで本研究でも図-6.15に全水没植生 ( $H/h=3.0$ )と非水没植生( $H/h=1.0$ )のケースにおける時間平均濃度  $C$  の横断分布と次式のGauss分布を比較した．

$$C(x, z) = C_{\max}(x) \exp \left( -\frac{1}{2} \left( \frac{z}{b_{z1/2}} \right)^2 \right) \quad (6.17)$$

ここで  $b_{z1/2} = 1/2(b_{z1/2+} + b_{z1/2-})$  は横断方向の半値幅の平均値，染料の横断方向の注入位置は nonwake 領域の中心位置 ( $z/B_v = 6.5$ ) である．両ケースにおいて  $x/L_v = 0.5 \sim 4.0$  の各断面分布は相似になっており， Webster ら (2003)<sup>26)</sup>の結果と同様に Gauss 分布と良く一致している．また今回の水理条件の範囲ではかぶり水深による横断分布形状の違いもみられなかった．

図-6.14，図-6.15 から植生流れの乱流拡散現象は3次元的な構造をもつことがわかった．これを定量的に評価するために，図-6.16 に全ケースの鉛直方向の半値幅  $b_{y1/2}$  と横断方向の半値幅  $b_{z1/2}$  をまとめた．かぶり水深が大きくなると  $b_{y1/2}$  は増加しており，鉛直方向の輸送が活発になっている．これはかぶり水深の小さなケースではせん断層の発達が自由水面によって抑制されるためと考えられる．一方で，横断方向半値幅  $b_{z1/2}$  はほぼ一定で，かぶり水深の影響をあまり受けないことがわかった．その結果，かぶり水深の大きなケースでは鉛直輸送が卓越し，一方でかぶり水深の小さなケースでは横断方向の輸送が卓越していることがわかり，注目される．

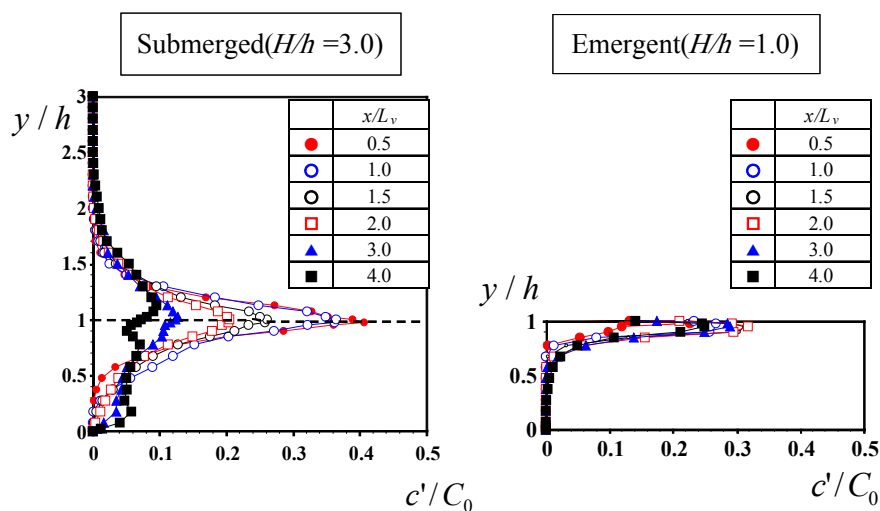


図-6.17 濃度変動強度鉛直分布

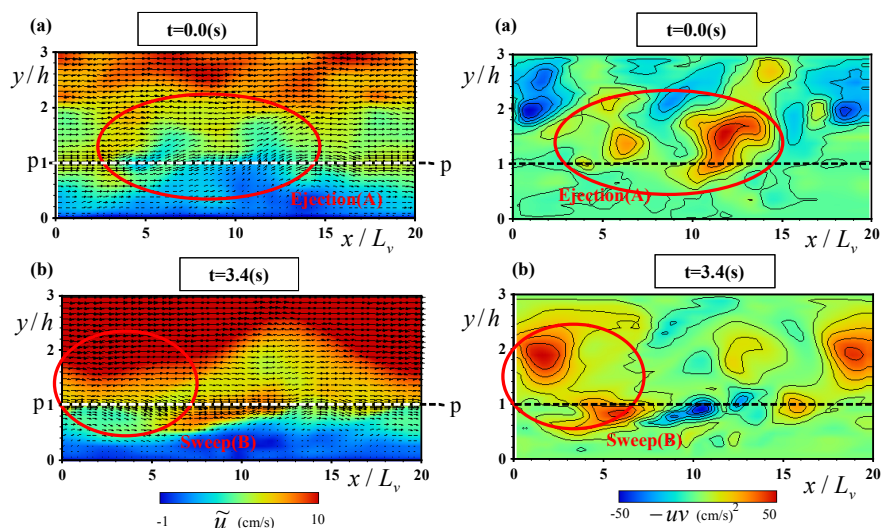


図-6.18  $xy$  縦断面の瞬間流速ベクトル分布

図-6.19  $xy$  縦断面の瞬間レイノルズ  
応力分布

## (2) 濃度変動強度特性

全水没状態の植生流れでは図-6.10 で考察したように植生先端部の組織渦の影響が大きいことから、植生が濃度変動強度に与える影響についても検討する必要がある。図-6.17 に全水没植生ケース( $H/h=3.0$ )の濃度変動強度  $c' \equiv \sqrt{c'^2}$  の鉛直分布を示す。値は注入濃度  $C_0$  で無次元している。 $c'$  分布は Gauss 分布に従わず、植生先端部でピーク値をもっている。これより植生層内部と植生層外部の物質交換が活発に行われていることがわかる。 $c'$  のピーク値は流下方向に離れるにつれて減衰し、 $c'$  分布形が一様になっているため、植生先端部に注入された濃度は鉛直方向に拡散しながら移流されている。また図-6.12 の  $C$  分布と比較すると  $c'$  分布は時間平均濃度  $C$  と同オーダーの値をとる。これは瞬間濃度場が間欠的で空間的に



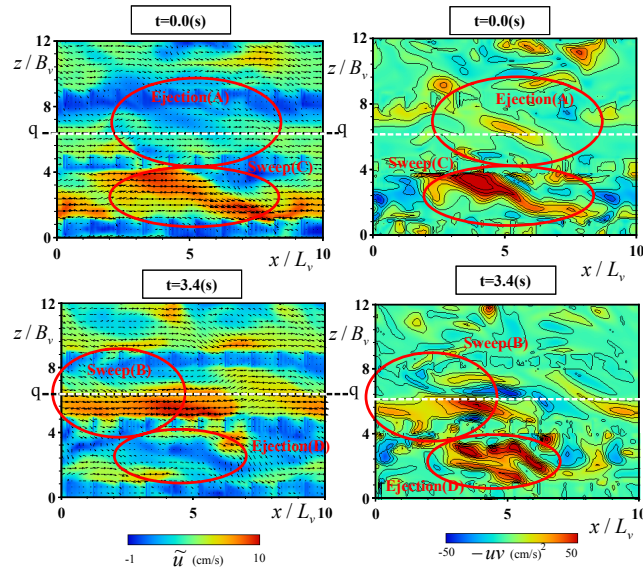


図-6.18  $xz$  水平面の瞬間ベクトル分布 図-6.19  $xz$  水平面の瞬間レイノルズ  
応力分布

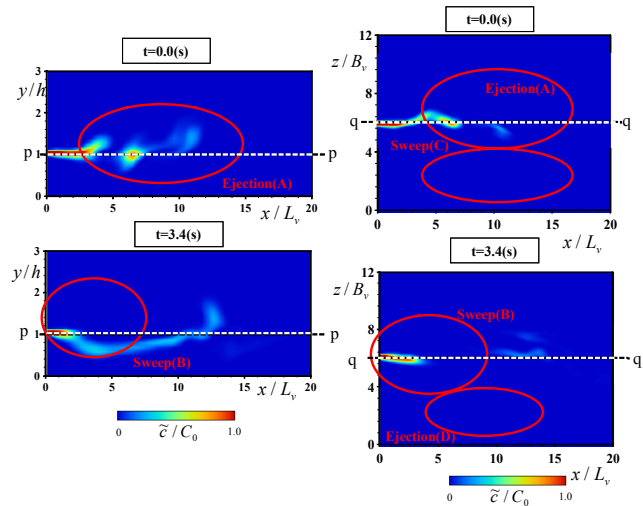


図-6.20 瞬間濃度分布  
(a) $x-y$  縦断面, (b) $x-z$  水平面

非一様構造をもち、時間平均値に対して濃度変動が大きくなるためである。これらの特性は Webster ら (2003)<sup>26)</sup>の結果と一致している。

## 6.5 植生流れの3次元構造と物質輸送

本数値計算モデルを用いて植生流れの瞬間ベクトル分布と瞬間濃度分布の3次元構造について考察する。図-6.18(a)にケース  $H/h=3.0$  における non-wake 領域(図-6.18(b)の横断方向位置  $z/B_v=6.5$ 。図中に破線で示す)における  $x-y$  縦断面の瞬間流速ベクトル分布( $\tilde{u}, \tilde{v}$ )の一例を示す。コンターは瞬間主流速  $\tilde{u}(x, y, t)$  の分布である。図-6.19(a)は図-6.18(a)と同

時刻の瞬間レイノルズ応力 $-uv$ 分布を示す。植生先端から植生層外部にかけて Ejection(図中 B)が発生している。Ejection の上流側では Sweep(図中 A)が観察される。これら Ejection, Sweep の発生領域は瞬間レイノルズ応力 $-uv$ の正值分布と対応しており、Ejection, Sweep が運動量交換を支配している。

図-6. 18 (b)に  $H/h=3.0$  の  $x$ - $z$  水平面(図-6. 18 (a) の鉛直方向  $y/h=1.0$  の位置)の瞬間流速ベクトル分布( $\tilde{v}, \tilde{w}$ )を示す。なお、図-6. 18 (b)は図-6. 18 (a) と同時刻の瞬間ベクトル分布を示している。Ejection(図中 B)と同じ流下方向位置  $x/L_v=10$ - $13$  に高速流である Sweep(図中 C)がみられる。図-6. 19 (b)瞬間レイノルズ応力の水平面分布からも植生流れの組織構造は横断方向に非一様であることがわかり、注目される。Ghisalberti & Nepf (2005)<sup>27)</sup>はこのような植生流れの横断方向に非一様な複数の組織構造を sub-channel と定義した。また彼らはかぶり水深によって sub-channel の個数が変化することを報告しており、今後横断方向の計算メッシュ数を増やすなどしてこの現象を計算力学的に検討していく必要がある。

図-6. 20 (a)に図-6. 18 (a) と同時刻の  $x$ - $y$  縦断面の瞬間濃度分布  $\tilde{c}(x, y, t)$  分布を示す。図-6. 20 (a)では Sweep(図中 A)によって高濃度の染料が輸送され、植生内部の濃度分布が増加している。一方で Ejection(図中 B)発生領域では高濃度分布が浮上している。このように瞬間濃度場は空間的に非一様な構造をもっているのが観察でき、図-6. 17 の  $c'$  分布や Webster ら (2003)<sup>26)</sup>の結果と一致する。また Sweep 発生領域(図中 A)の瞬間濃度のピーク値は  $c/C_0=0.7$  で、この領域の時間平均濃度値  $C/C_0=0.2$ - $0.3$  を大きく上回っていることから Sweep の植生内部への物質輸送の寄与が大きいことが解明でき、注目される。

植生流れの瞬間濃度場の 3 次元特性を調べるために図-6. 20 (b) に図-6. 18 (b)と同時刻の  $x$ - $z$  水平面瞬間濃度分布を示す。図-6. 20 (b)では Sweep 発生時(図中 A)に注入点付近で plume が蛇行するのが観察でき、興味深い。これらの特性は Chen & Jirka (1999)<sup>28)</sup>の LIF 実験結果にもみられ、植生流れでは Sweep, Ejection などの組織乱流構造が複雑な 3 次元構造を持ち、乱流物質輸送構造を支配していることがわかった。

## 6. 6 結語

本研究ではかぶり水深を系統変化させて開水路植生流れを対象に修正 Smagorinsky モデルを用いた 3 次元 LES 解析を行った。実験値との比較をすることで、濃度場の時間平均特性、乱れ特性、組織乱流構造と濃度分布の 3 次元構造を再現した。ここで得られた知見を以下にまとめて示す。

- 1) 本計算モデルは主流速分布とレイノルズ応力分布を良好に再現した。植生流れの数値計算結果でも植生外部領域において粗面對数則が成立することが確認できた。
- 2) 運動方程式における dispersive 効果を検討した結果、植生先端付近では dispersive 項のピーク値はレイノルズ応力項のピーク値の 50%ほどの大きさを持ち流体力を評価する上で無視でき



ないことがわかった。TKE収支への植生によるwakeの影響を調べた。乱れ輸送項や圧力輸送項によって植生先端部の乱れエネルギーが植生内部に輸送されることがわかった。

- 3) 瞬間ベクトル分布から植生流れ場に存在する植生先端付近におけるEjectionとSweepが交互に発生する組織的な変動サイクルを再現した。また組織乱流構造は複雑な3次元構造をもつことがわかった。また瞬間濃度分布と併示することで、植生流れ場ではSweepとEjectionによって高濃度分布が植生内部と外部に輸送されることが観察された。
- 4) 瞬間レイノルズ応力や瞬間渦度分布の正值分布はEjectionとSweepの発生領域が対応していた。植生先端部で発生したEjectionとSweepが大規模渦を形成し、運動量輸送を支配することがわかった。
- 5) 時間平均濃度分布と半値幅から全水没植生流れでは鉛直方向拡散が卓越し、最大濃度の流下方向の減衰が大きくなる。対して非水没植生流れでは鉛直方向より水平方向の拡散が卓越することがわかった。植生流れ場の時間平均濃度の鉛直分布はせん断層や植生要素のwakeの影響を受けるため、植生内部と植生外部においてGauss分布からずれていることが観察された。
- 6) 濃度変動強度分布から植生先端部において植生内部と外部の物質交換が活発に行われていることが確認できた。また濃度変動のピーク値が時間平均値に対して大きいため、瞬間濃度場が間欠的で空間的に非一様構造をもつと考えられる。

#### 参考文献

- 1) Bulke, R.W. and Stolzenbach, K.D. (1983): Free surface flow through salt marsh grass. MIT-Sea Grant Report MITSG 83-16, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA.
- 2) Shaw, R.H. and Schumann, U. (1992): Large-eddy simulation of turbulent flow above and within a forest, *Boundary-Layer Meteorology*, vol.61, pp.47-64.
- 3) Dwyer, M.J., Patton, E.G. and Shaw, R.H. (1997): Turbulent Kinetic Energy Budgets from a Large-Eddy Simulation of Airflow above and within a Forest Canopy, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 84, pp.23-43.
- 4) Watanabe, T. (2004): Large eddy simulation of coherent turbulence structures associated with scalar ramps over plant canopies C, *Boundary-Layer Meteor.*, Vol.112, pp.307-341.
- 5) Fitzmaurice, T., Shaw, R.H., Paw U, K.T. and Patton, E.G (2004): Three dimensional scalar system in a large-eddy simulation of vegetated canopy flow, *Boundary-Layer Meteor.*, Vol.112,

pp.107-127.

- 6) 清水義彦・辻本哲郎・中川博次 (1992): 直立性植生層を伴う流れ場の数値計算に関する研究, 土木学会論文集, No.447/II-19, pp.35-44.
- 7) 神田学・稲垣聡・日野幹雄 (1992): 植生—大気境界面における大規模渦構造と運動量交換に関する LES モデルによる検討, 土木学会論文集, No.462/II-22, pp.39-48.
- 8) Nadaoka, K., Yagi, H. (1998): Shallow-Water Turbulence Modeling and Horizontal Large Eddy Computation of River Flow, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, 127(5), pp.392-402.
- 9) Fischer-Antze, T., Stoesser, T. and Olsen, N.R.B. (2001): 3-D numerical modeling of open-channel flow with submerged vegetation, *J. Hydr. Res.*, Vol. 39, pp.303-310.
- 10) Lopez, F. and Garcia, M. (2001): Mean flow and turbulence structure of open-channel flow through non-emergent vegetation, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.127(5), pp.392-402.
- 11) 湯城豊勝・岡部健士・濱井宣明 (2001): 樹木状植生を持つ河床上の流れの乱流構造とその数値解析法, 水工学論文集, 第 45 巻, pp.847-852
- 12) Xiaohui, S and C.W.Li. (2002): Large Eddy simulation of free surface turbulent flow in partly vegetated open channels, *Int. J. Numerical Methods in Fluids*, Vol. 39, pp.919-937.
- 13) Bentham, T., and Britter, R. (2003): Spatially averaged flow within obstacle arrays, *Atmos. Environ. Eng.*, Vol. 37, pp.2037-2043.
- 14) Choi, S.U., and Kang, H. (2004): Reynolds stress model of vegetated open-channel flows, *J. Hydr. Res.*, IAHR, Vol. 42(1), pp.3-11.
- 15) Choi, S.U., and Kang, H. (2005): Numerical investigations of mean flow using the Reynolds stress model, *J. Hydr. Res.*, IAHR, Vol. 44(2), pp.203-217.
- 16) Nezu and Onitsuka. (2001): Turbulence structure in partly vegetated open-channel flows with LDA and PIV measurements, *J. Hydraulic Res.*, Vol. 39, pp.629-642.
- 17) Defina, A and Bixio A.C. (2005): Mean flow and turbulence in vegetated open channel flow, *Water Resources Res.*, Vol.41, W07006
- 18) Hinterberger, C, Frohlich, J. and Rodi, W. (2007): Three-dimensional and depth-averaged large-eddy simulations of some shallow water flows, *J. Hydraulic Eng.*, Vol. 133, pp.857-872.
- 19) Cui, J., and Neary, V.S. (2008): LES study of turbulent flows with submerged vegetation, *J. Hydr. Res.*, IAHR, Vol. 46, pp.307-316
- 20) Awad, E., Toorman, E., and Lacor, C. (2009): Large eddy simulation for quasi-2D turbulence in shallow flows: A comparison between different subgrid scale models, *J. Marine Systems*, Vol.77, pp.511-528.
- 21) Nezu and Sanjou. (2008): Turbulence structure and coherent motion in vegetated canopy open-channel flows, *Journal of Hydro-environment Research*, Vol.2, pp.62-90.
- 22) Raupach, M. R. and Thom, A.S. (1981). Turbulence in and above Plant Canopies, *Ann. Rev. Fluid Mech.* Vol.13: pp.97-129.

- 23) Poggi, D., Porpotato, A. and Ridolfi, L. (2004). The Effect of Vegetation Density on Canopy Sub-layer Turbulence, *Boundary-Layer Meteorolog*, Vol.111, pp.65-587.
- 24) Raupach, M. R., Finnigan, J.J. and Brunet, Y (1996): Coherent Eddies and Turbulence in Vegetation Canopies: The Mixing-Layer Analogy, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.78, pp.351-382.
- 25) Finnigan J. (2000). Turbulence in Plant Canopies, *Ann. Rev. Fluid Mech.* 32: 519-572.
- 26) Webster, D.R., Rahman, S., and Dasi, L.P. (2003): Laser-induced fluorescene measurements of a turbulent plume, *J. Eng. Mech.*, Vol.129, pp.1130-1137.
- 27) Ghisalberti, M. and Nepf, H. (2005): Mass transfer in the vegetated shear flows, *Environ. Fluid Mech.*, Vol.5,6, pp.527-551.
- 28) Chen, D., and Jirka, G.H. (1999): LIF study of plane jet bounded in shallow water layer, *J. Hydraul. Eng.*, Vol. 125, pp.817-826.

## 第 7 章

### 結論

本研究は、底面植生帯を有する開水路流れの水理特性とスカラー輸送特性について考察したものである。第2章から第4章までは開水路植生流れの大規模組織渦構造を研究対象とした。一方、第5章と第6章では植生流れの物質輸送メカニズムを実験的に解明し、同時に3次元数値シミュレーションによってそれらの再現を試みた。

以下に各章を要約して結論とする。

まず、第1章では本研究の背景、目的、内容について述べた。次に従来の植生流れの実験的研究を取り上げて、計測システムの進展によって乱流構造の詳細の解明が可能になったことについて詳述した。

第2章では剛体植生を有する開水路流れを対象に PIV, LDA 計測を行った。理論的考察から植生流れ場は空間的に非一様であるため、空間平均操作を導入して統計処理をする必要があることを示した。前半部では大気植生研究の乱流解析手法を開水路植生流れに適用し、大気植生流れの統計量と比較した。スキューネス分布やレイノルズ応力の4象限区分解析によって植生層内部では sweep が ejection よりも支配的であることが明らかにされた。これより植生流れでは sweep によって運動量や乱れエネルギーが植生内部に輸送されている。この傾向は植生密度が大きいほど顕著に表れており開水路植生流れに特有の乱流構造であるといえる。

後半部では開水路植生流れと大気植生流れの違いに着目し、開水路植生流れに与えるかぶり水深の影響について考察した。また植生流れに適用例の少ない PIV 計測を行い、組織渦の全体像を把握することを試みた。渦構造の瞬間特性について考察し、組織渦構造は sweep, ejection の発生と関係があり運動量輸送に寄与していることがわかった。また組織構造の周期特性や渦の長さスケールから水深が増加すると大規模な組織構造が発達する。

第3章では実河川植生が柔軟性を有する点に着目し、柔軟植生の変形が流れ場に及ぼす影響について詳細に検討した。柔軟植生流れを対象に PIV 計測を行い、乱流統計量を剛体植生と比較検討した。さらに植生先端に蛍光粒子をつけて PTV 解析を行い植生のたわみと流速を同時計測した。特に藻波現象と呼ばれる柔軟植生の大規模な組織的揺動に注目し、PTV 計測結果から藻波現象と大規模渦構造の関係特性を定量的に評価した。植生エレメントの揺動スペクトルと流速変動スペクトルのピーク周波数が一致することから植生の揺動と流れ構造の間に相互作用があると示唆された。wavelet 解析を用いて瞬間流速データを藻波成分と高周波変動成分に分離した結果、Monami ケースでは低周波レイノルズ応力が卓越することがわかった。

第4章では植生流れの抵抗則に注目し、既往の河川植生の実験データと比較した。抵抗則を支配する植生のパラメーターについて検討し、植生密度と植生の剛性によって流れ抵抗が変化することを明らかにした。さらに摩擦速度を用いて植生の揺動状態の判定基準を提案した。Monami と Swaying の判定については植生要素の先端変位間のコヒーレンスを用いて、植生の組織的揺動を定量評価した。

表-7.1 は第2章から第4章までで得られた剛体植生と柔軟植生のパラメーターを比較し

表-7.1 剛体植生・柔軟植生の比較

	<b>Rigid</b>	<b>Flexible</b>
Mean velocity $U$ inflection	Yes	Yes
Shear instability	Large	Small
Flow resistance	Large	Small
Mixing-layer velocity profile	Yes	Yes
Reynolds stress	Sharp peak at the vegetation edge	Milder peak
	Larger peak value	Smaller peak value (Monami)
Penetration of momentum	Large	Small
Mean-eddy scale $L_x$	$L_x = 1.5h$ (Larger)	$L_x = 1.0h$ (Smaller in Monami)
Quadrant Reynolds stress $RSi$	Larger contribution of sweep	Smaller contribution of sweep
Convection velocity $U_c$	$U_c = 1.5-2.0U$	$U_c = 2.0U$ (Monami)
Coherent structure	Large	Small
Mass transport	Large	Small

てまとめたものである。植生流れでは平均流速分布は植生先端で変曲点をもち、混合層型の流速分布をもつ。特に剛体植生では流速シアーが大きく、植生先端部で大規模渦が発達する。4象限区分解析から植生流れでは sweep の寄与が大きくなり、植生内部へ運動量が輸送されていることがわかった。

これに対して、柔軟植生流れではレイノルズ応力の値が小さく、植生層内部と外部の運動量交換が小さい。このため、藻波発生時には組織渦の発生が抑制され、スケールが小さくなると考えられる。これは長さスケール  $L_x$  の解析結果と一致している。Ghisalberti & Nepf (2002)は移流速度  $U_c$  が植生先端流速  $U_h$  より大きくなると藻波現象が発生するとしている。藻波発生時には移流速度  $U_c$  は  $(1.5-2.0)U_h$  に達し、これは剛体植生流れの値と同オーダーである。柔軟植生が揺動することで植生にかかる抗力が小さくなり、せん断層の発達が抑制される。結果、組織渦のスケールが小さくなったと考えられる。

植生流れでは水質、ガス、温度や浮遊砂などのスカラー輸送が重要であるが、これに関する研究はほとんど行われていない。特に柔軟植生は河床のせん断応力を減少させることで、洗掘を防止し河床を保護することが推測される。第5章では開水路流れにおいて適用例の少ないレーザー蛍光誘起法(LIF)計測法による濃度計測を確立した。植生流れにおいて染料実験を行い、鉛直方向のスカラー輸送構造について考察している。植生流れを流れ特性によって3つの領域に区分し、領域ごとに乱流拡散特性が異なることを実験的に明らかにした。

後半部では LIF 法と PIV 法を併用し、瞬間濃度一流速を同時計測することで、濃度一流速相関特性について考察した。またスカラーフラックスを直接計算し、柔軟植生と剛体植生の物質輸送効率を比較検討した。解析の精度を向上させるため高濃度分布のみを抽出する新たな条件付解析法を考案した。剛体植生ケースではスカラーフラックスの植生内部への浸透が大きくなっているため、植生内部への浮遊砂・栄養塩などのスカラー輸送が促進されることが考えられる。

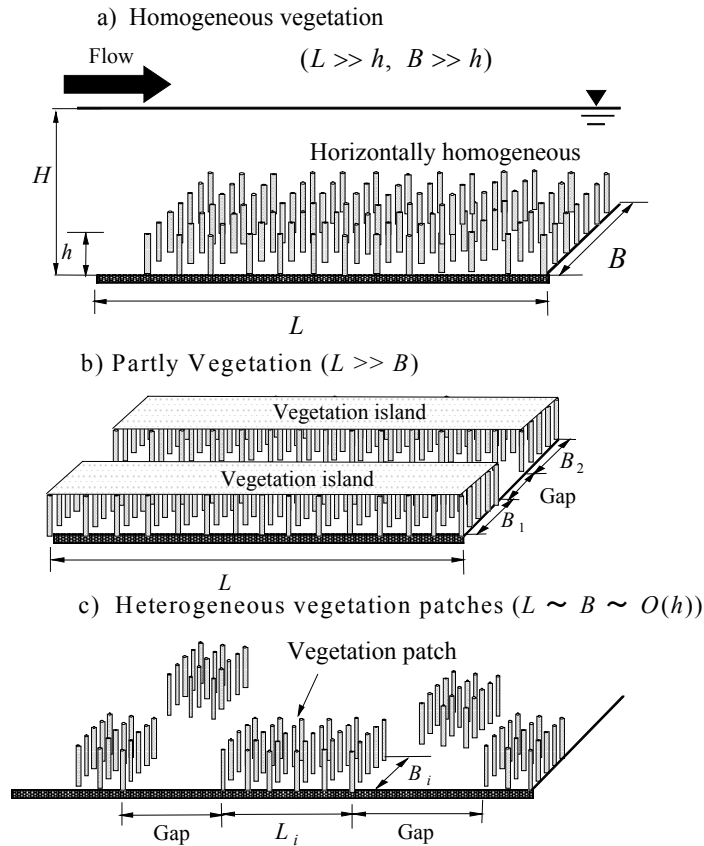


図-7.1 植生流れの模式図

第6章では植生流れは複雑な3次元構造を有しているため数値計算の有用性に着目し、植生流れを対象に3次元 Large Eddy Simulation (LES)を用いて数値解析した。その際多くの既往研究のように植生の抗力をモデル化するのではなく、植生要素の境界条件を厳密に計算し抗力を求めた。実験値との比較をすることで、流れ場の時間平均特性と乱れ特性、濃度統計量を再現することに成功した。渦の瞬間特性について考察し、Sweep, Ejectionなどの組織乱流構造が複雑な3次元構造を持ち、スカラー輸送構造を支配していることがわかった。

以上、本論文では開水路植生流れにおける組織乱流構造と植生層内部と外部の物質交換について定量的な解明を行った。最後に本論文の問題点と今後の課題を以下に列挙する。

- 1) 本研究では図-7.1(a)のように植生が一様に存在する流れ場を対象に実験している。しかしながら、実河川では図-7.1(b), (c)のように植生域が偏在するケースが数多くみられるため、実験的検討が必要である。図-7.1(b)のような片側に植生帯を有する流れでは植生域内の遅い流れと主流場の早い流れが干渉し、せん断流によって強い横断混合が生じると考えられる。

- 2) 本研究では十分に発達した流れ場を研究対象としたが、植生域の上流端において境界層から植生乱流場に発達する過程をみることも重要である。植生域の上流側では境界層の特性を示すが、植生流れが発達すると混合層とよく似た性質が現れるようになる。特に柔軟性を有する植生流れ場において、藻波現象の発達段階によって植生揺動の相関がどのように変化するかは興味深いテーマである。
- 3) 4章では植生流れの抵抗則に注目し、限界摩擦速度を用いて柔軟植生の揺動状態を区分している。植生が倒伏(**Prone**)状態になる限界摩擦速度がどの植生パラメーターによって決定されているのかを、実験ケースを増やして検討する必要がある。限界摩擦速度は植生密度・剛性・植生長さの関数として表されると予測される。
- 4) 柔軟植生流れで発生する藻波現象は横断方向に位相差があるのが目視から確認できた。このような植生流れの **sub-channel** の数がかぶり水深や植生密度によってどのように変化するのかは興味深いテーマである。しかしながら、本研究では縦断面計測が中心で、植生流れ場の3次元的構造については未解明点が残った。今後 **PIV** の水平面計測やスキヤニング **PIV** を導入し、3次元的構造を明らかにしていく。



## 付録. 学位論文に関連のある査読付き論文リスト

### 2006 年

#### <英文>

1. Nezu, I., Sanjou, M. and Okamoto, T. : Turbulent Structure and Dispersive Properties in Vegetated Canopy Open-channel Flows, Lisbon, pp.583-592, 2006.
2. Nezu, I., Sanjou, M. and Okamoto, T. : Turbulence Measurements in Vegetated Canopy Open-Channel Flows included with Wind-Induced Water-Waves, Proc. of 6th international symposium of stratified flows, Perth, pp.360-365, 2006.

#### <和文>

3. 禰津家久・山上路生・岡本隆明：植生キャノピー開水路流れの乱流構造とディスペルシブ効果に関する実験的研究，水工学論文集，土木学会，Vol.50, pp.1135-1140, 2006.
4. 禰津家久・山上路生・岡本隆明：風波発生下における植生キャノピー開水路流れの乱流構造について，応用力学論文集，Vol.9, pp.969-976, 2006.

### 2007 年

#### <英文>

5. Okamoto, T., Sanjou, M. and Nezu, I. : 3-D velocity profiles and coherent structure in vegetated open-channel flows by using LES, *Proc. of 5<sup>th</sup> international symposium of environmental hydraulics*, Arizona, CD-ROM, 2007.
6. Nezu, I., Sanjou, M. and Okamoto, T. : PIV Measurements in Vegetated Canopy Open-channel Flow with Wind-induced Water-Waves, *Proc. of 5<sup>th</sup> international symposium of environmental hydraulics*, Arizona, CD-ROM, 2007.

#### <和文>

7. 山上路生・岡本隆明・禰津家久：開水路植生流れにおける組織渦の LES 解析，水工学論文集，土木学会，Vol.51, p.637-642, 2007.
8. 禰津家久・山上路生・岡本隆明：風波・植生開水路流れの組織乱流構造に関する実験的研究，応用力学論文集，Vol.10, pp.795-802, 2007.

### 2008 年

#### <英文>

9. Okamoto, T., Sanjou, M. and Nezu, I.: Large eddy simulation of shallow flows with submerged vegetations, *Proc. of 2<sup>nd</sup> International Symposium on Shallow flows*, Hong Kong, paper A0063, 2008.
10. Okamoto, T., Nezu, I. and Sanjou, M.: Monami phenomena in open-channel flows with flexible

vegetations, *Proc.of 2<sup>nd</sup> International Symposium on Shallow flows*, Hong Kong, paper A0061, 2008.

11. Nezu, I., Sanjou, M. and Okamoto, T.: LDA measurements of turbulent structure in flexible vegetated open-channel flow, *Proc.of 2<sup>nd</sup> International Symposium on Shallow flows*, Hong Kong, paper A0074, 2008.
12. Okamoto, T., Nezu, I. and Sanjou, M.: PIV measurement of turbulence structure and monami phenomena in open-channel flows with flexible vegetation, *Proc.of 8<sup>th</sup> ICHE conference*, Nagoya, (8 pages on CD-ROM) , 2008.
13. Sanjou, M. , Nezu, I. and Okamoto, T.: Effect of submerged depth on turbulence in vegetated canopy open-channel flows, *Proc.of 8<sup>th</sup> ICHE conference*, Nagoya, (8 pages on CD-ROM) , 2008.
14. Nezu, I., Sanjou, M. and Okamoto, T.: Submerged Effects on Turbulence Structure in Vegetated Canopy Open-channel Flows, *Proc.of Riverflow2008*, Izmir, pp.203-210, 2008.
15. Sanjou, M. , Nezu, I. and Okamoto, T.: Experimental Study on Turbulent Diffusion in Submerged Vegetated Canopy Open-channel Flows, *Proc.of Riverflow2008*, Izmir, , pp.237-244, 2008.

#### <和文>

16. 岡本隆明・禰津家久・山上路生：植生開水路流れの組織乱流構造に及ぼすかぶり水深の影響に関する研究，水工学論文集，土木学会，Vol.52, pp.739-744, 2008.
17. 山上路生・禰津家久・岡本隆明・中村元太：レーザー蛍光誘起法を用いた植生開水路流れにおける乱流拡散特性に関する研究，水工学論文集，土木学会，Vol.52, pp.745-750, 2008.

### 2009 年

#### <英文>

18. Okamoto, T. and Nezu, I.: Turbulence structure and “Monami” phenomena in flexible vegetated open-channel flows, *J. of Hydraulic Res.*, Vol.47, pp.798-810, 2009
19. Okamoto, T. and Nezu, I.: Large Eddy Simulation of Turbulent Diffusion in Submerged Vegetated Open-Channel Flow, *Proc. of 33-rd IAHR Congress*, Vancouver (6 pages on CD-ROM), 2009
20. Okamoto, T., Nezu, I. and A. Katayama: Planar Laser-Induced Fluorescence Measurements of Mass Transport in Submerged Vegetated Flow, *Proc. of 33-rd IAHR Congress*, Vancouver (6 pages on CD-ROM) , 2009
21. Nezu, I., and Okamoto, T.: Effects of Vegetation Density on Coherent Structure in Flexible Vegetated Open-Channel Flow, *Proc. of 33-rd IAHR Congress*, Vancouver (6 pages on CD-ROM) , 2009

#### <和文>

22. 岡本隆明・禰津家久・山上路生：柔軟性を有する植生開水路流れの組織乱流構造と藻波現象に関する実験的研究，土木学会論文集 B，Vo.65, No.3, pp.190-202, 2009.
23. 片山愛来，禰津家久，岡本隆明：LIF 計測による植生開水路流れの物質輸送構造に関する研究，応用力学論文集，Vol.12, pp.813-822, 2009.
24. 岡本隆明，禰津家久：植生密度が柔軟植生流れ場の組織乱流構造に及ぼす影響に関する研究，水工学論文集，土木学会，Vol.53, pp.919-925, 2009.
25. 岡本隆明，禰津家久，片山愛来：柔軟植生の揺動が流れ抵抗および乱流構造に与える影響に関する研究，水工学論文集，土木学会，Vol.54, 2010. 掲載決定

## 2010 年

### <英文>

26. Okamoto, T. and Nezu. I: Numerical simulation of coherent structure in submerged vegetated open channel flows, *Proc. of IAHR-APD Congress*, Auckland (6 pages on CD-ROM), 2010
27. Okamoto, T., Nezu. I, and A. Katayama: LIF measurements of turbulent diffusion in vegetated open-channel flows, *Proc. of IAHR-APD Congress*, Auckland (6 pages on CD-ROM) , 2010
28. Nezu, I., and Okamoto, T.: Measurements of coherent waving motion of flexible vegetations, *Proc. of IAHR-APD Congress*, Auckland (6 pages on CD-ROM) , 2010

# 謝辞

本論文は筆者が京都大学大学院博士課程において行った研究成果をまとめたものであり、研究活動を通じて学内外の多くの方々に御指導・御鞭撻をいただきました。ここに記して謝意を表します。

本研究書をまとめるにあたり、私に学問の厳しさと真理を探究する大切さ(面白さ・興味深さ)を身をもってご指導賜りました京都大学大学院社会基盤工学専攻教授 榊家久先生に多大なる謝意を表します。榊先生には海外ジャーナル *Journal of Hydraulic Research* に投稿する機会を与えていただき、幾度となく夜遅くまで添削指導していただきました。無事掲載された際の喜びは言葉では表せないもので、研究を行っていく上で励みになりました。

京都大学大学院社会基盤工学専攻教授 椎葉充晴先生には本論文を審査していただくとともに、時に厳しく、時には優しく御教示頂きました。先生の激励がなければこの論文の完成はなかったと思います。ここに深く謝意を表します。本論文の審査をして頂いた京都大学大学院社会基盤工学専攻教授 後藤仁志先生には御多忙な中、植生乱流場の乱流現象及び物資輸送現象に関して鋭い御指摘を賜り、わかりやすく御教示いただきました。ここに心より感謝します。

京都大学大学院社会基盤工学専攻准教授 山上路生先生には榊研への配属当初より、水理実験の基礎について一から親切丁寧に指導して頂きました。ここに謝意を表します。京都大学学術情報メディアセンター教授 牛島省先生、京都大学学術情報メディアセンター准教授 平岡久司先生には植生流れの数値計算法について御丁寧に御教示頂きました。ここに謝意を表します。

顧みれば、私の今日あるのは、幼き日より京都大学工学研究科在職中に急逝した父・岡本厚の背中を見ながら、その生き方に畏敬と憧れの念を抱き、その跡を追いつけてきたからです。それゆえ本研究書の上梓を一番喜んでくれたであろう父の仏前に供えたい。さらに、父の死後、ともすれば弱気になりがちな私を厳しく励まして下さった京都大学名誉教授 石井隆次先生に心から感謝申し上げたい。

本論文を作成する上で御協力頂いた当時京都大学大学院工学研究科 修士学生 神谷敦史氏(現・JR西日本)、京都大学大学院社会基盤工学専攻修士学生 片山愛来氏、辻井翔太氏には深く感謝いたします。さらに京都大学大学院社会基盤工学専攻 水理環境ダイナミクス分野の皆様には感謝の意を表します。

最後に京都大学大学院工学研究科において博士号取得至るまで経済的にも精神的にも支えてくれた家族・親族にこの場を借りて深く謝意を表します。ありがとうございました。